

Erzeugung polarisierter Protonen und
Anwendung zur Spinbestimmung von
isobarisch analogen Resonanzen

von

Gerhard Graw
aus Berlin

1968



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Erzeugung polarisierter Protonen und Anwendung zur Spinbestimmung von isobarisch analogen Resonanzen

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Gerhard Graw
aus Berlin

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 22. Mai 1968

Dekan: Universitätsprofessor Dr. W. Haupt
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
Berichterstatter: Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

Zusammenfassung

Teil 1 Quelle polarisierter Protonen

1. Einleitung	3
2. <u>Starkfeldionisierer</u>	
2.1. Einführung	7
2.2. Experimentelle Anordnung und Meßergebnisse	9
2.3. Theoretische Beschreibung	13
3.1. Der magnetisch begrenzte Elektronenstrahl	13
3.2. Der Phasenraum des erzeugten Ionenstrahls	16
3.3. Raumladungskompensation	19
3.4. Vakuumeigenschaften des Ionisierers	20
2.4. Diskussion	21
3. <u>Polarisationserhaltung bei Umladung</u>	
3.1. Allgemeines zur Umladung	24
3.2. Polarisationserhaltung	25
3.3. Mehrfachumladung	27
3.4. Vergleich mit dem Experiment	29
3.5. Diskussion	30

Teil 2 Untersuchung isobarisch analoger Resonanzen durch elastische Streuung polarisierter Protonen an ^{142}Nd und ^{144}Nd

1. Einleitung	32
2. Isobarisch analoge Resonanzen	33
3. Zur Analyse der elastischen Protonenstreuung bei isobarisch analogen Resonanzen	35
4. Die Asymmetriemessung an ^{142}Nd und ^{144}Nd	
4.1. Targets	41
4.2. Protonennachweis: Zähler, Elektronik, Spektren	42
4.3. Anzeigeverhältnis der Zählerpaare	43
4.4. Messung	44
4.5. Fehlerdiskussion	45
5. Ergebnisse und Diskussion	
5.1. ^{142}Nd (p,p ₀)	48
5.2. ^{144}Nd (p,p ₀)	52

Literatur

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt einen Teil der Entwicklung einer Ionenquelle zur Erzeugung polarisierter Protonen und Deuteronen für den Erlanger 12 MeV Tandembeschleuniger und eine Anwendung des polarisierten Protonenstrahls zur Bestimmung der Gesamtdrehimpulse von isobaren Analogzuständen.

Untersucht wurde die Ionisation des polarisierten H-Atomstrahls durch Elektronenstoß im starken magnetischen Feld zu H^+ und die Erhaltung der Polarisation bei Umladung zu H^- in N_2 Gas. Der Wirkungsgrad der Ionisation und die Abhängigkeit des Polarisationsgrads von der Magnetfeldstärke und vom Gasdruck in der Umladestrecke wird berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen. Die beobachteten Ionisierereigenschaften lassen auf teilweise Kompensation der Raumladung der Elektronen schließen, die Polarisation bei Umladung in Gas bleibt im starken magnetischen Führungsfeld erhalten.

Der Ionisierer erzeugt $1 \cdot 10^{-6} A$ polarisierte Protonen, das entspricht einem Wirkungsgrad von $1,4 \cdot 10^{-3} P/H$, in den Tandem wird ein H^- Strahl von $2 \cdot 10^{-9} A$ eingeschossen, der verwendbare Protonenstrom auf dem Target ist $0,3 \cdot 10^{-9} A$ mit einem Polarisationsgrad zwischen 50 und 60 %.

Die polarisierten Protonen wurden im Energiebereich von 9.4 bis 11.45 MeV elastisch gestreut an ^{142}Nd und ^{144}Nd . Gemessen wurde die Analysierstärke bei den Streuwinkeln $\theta = 90^\circ$ und 150° .

Die beobachteten Resonanzen des hochangeregten Compoundkerns ^{143}Pm und ^{145}Pm sind isobarisch analog zum Grundzustand und den tiefliegenden angeregten Zuständen in ^{143}Nd und ^{145}Nd , die durch diese Methode spektroskopiert werden. Das Vorzeichen der Analysierstärke im Bereich einer Resonanz mit dem Bahndrehimpuls 1 entscheidet, ob der Gesamtdrehimpuls $J = 1 + \frac{1}{2}$ oder $1 - \frac{1}{2}$ ist. Bei ^{142}Nd konnten so 6 Resonanzen, bei ^{144}Nd 4 Resonanzen, davon 2 stark überlappenden, die J Werte zugeordnet werden (vgl. Tabelle 2 und 3.)

Teil 1. Quelle polarisierter Protonen

1. Einleitung

Polarisierte Protonenstrahlen sind ein wertvolles Hilfsmittel um Kerneigenschaften zu untersuchen, die durch die Spinabhängigkeit der Kernkräfte verursacht sind.

Polarisierte Protonen können nach einer Idee von Fleischmann [1] in einer Ionenquelle erzeugt werden, indem man mit einem magnetischen Multipolfeld die Hyperfeinstrukturzustände eines Wasserstoffatomstrahls räumlich trennt, sodaß ein H-Atomstrahl mit gleichgerichteten Kernspins entsteht, der dann durch Elektronenstoßionisation in einen polarisierten Protonenstrahl überführt wird.

In Weiterentwicklung dieses Grundgedankens [2, 3, 4, 5] wurde als Quelle für den Erlanger Tandembeschleuniger folgende Anordnung gewählt. (Vgl. Fig. 1):

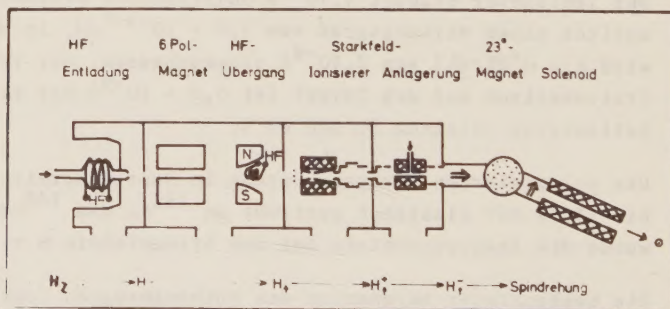


Fig. 1: Schematische Darstellung der Ionenquelle

Molekularer Wasserstoff wird in einer Hochfrequenzentladung dissoziiert, durch ein differentielles Pumpsystem entsteht ein H-Atomstrahl im Hochvakuum. Dieser wird durch ein kurzes, starkes magnetisches 6-Pol Feld nach seinen Elektronenspin-komponenten (vgl. Fig. 2, für Deuteronen vgl. [20]) m_j räumlich getrennt. Die $m_j = +\frac{1}{2}$ Zustände (1) und (2) werden fokussiert.

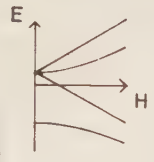
Hfs des H Atoms		Starkes Feld	Beliebiges Feld	$W_{\uparrow}$	$W_{\downarrow}$	P
	1	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$1/4$		+1
	2	$ \uparrow\downarrow\rangle$	$a \downarrow\uparrow\rangle + b \uparrow\downarrow\rangle$	$1/4 a^2$	$1/4 b^2$	$a^2 - b^2$
	3	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$		$1/4$	-1
	4	$ \downarrow\uparrow\rangle$	$b \downarrow\uparrow\rangle - a \uparrow\downarrow\rangle$	$1/4 b^2$	$1/4 a^2$	$b^2 - a^2$

Fig. 2: Die Hfs Zustände des H-Atoms im Grundzustand

$$\uparrow \hat{=} m_j = +\frac{1}{2}; \quad \uparrow \hat{=} m_I = +\frac{1}{2}$$

In einem nachfolgenden Hochfrequenz-Feld wird mit Hilfe der Methode von Abragham und Winter [3, 6, 12, 13] der Zustand (1) in den Zustand (3) überführt. Für Deuteriumatome werden vier verschiedene Typen von Hochfrequenzfeldern benutzt. Der Atomstrahl läuft dann in ein starkes Magnetfeld, das Kern- und Nullenspin entkoppelt, und wird dort durch Elektronenstoß ionisiert. Bei allen Passagen durch Zonen verschiedener Feldstärke und -Richtung folgt die Quantisierungsachse adiabatisch, so daß ein Strahl vollständig polarisierter Protonen entsteht, dessen Polarisationsrichtung gleich der Magnetfeldrichtung ist.

Um den erzeugten Protonenstrahl in einen für den Tandembeschleuniger geeigneten H^+ -Strahl zu überführen [4, 7, 8] wird dieser in einem starken magnetischen Führungsfeld in N_2 Gas umgeladen. Ein weiteres Magnetfeld bewirkt Massenanalyse und Drehung der longitudinalen Polarisationsrichtung in die transversale Richtung, ein Solenoid dreht den Azimutwinkel der Polarisation (Quantisierungsachse) in jede gewünschte Richtung. Fig. 3 zeigt die gesamte Anordnung.

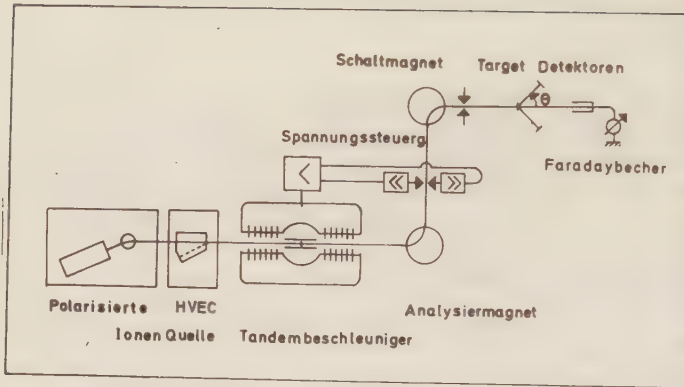


Fig. 3: Schematische Darstellung der Gesamtanordnung

Der in den Tandem eingeschossene H^- Strahl wird in der Hochspannungselektrode in einer sehr dünnen Kohlenstofffolie (anfangs in O_2 Gas) zu H^+ umgeladen und wiederum zur Erde hin beschleunigt. Die Energie des Protonenstrahls wird durch eine magnetische 90° Ablenkung nach oben und eine enge Schlitzblende festgelegt. Seit der Verwendung geeignete Elektrometerverstärker [21] genügen Ströme von einigen pico-Ampere auf den Schlitzblenden als Signal zur Spannungssteuerung des Tandems. Durch einen 2., um die Einschußachse drehbaren 90° Magneten wird der Strahl wieder in die waagerechte Ebene gelenkt und durch eine magnetische Quadrupollinse in die Streukammer fokussiert. Für den polarisierten Strahl wird der 2. Magnet gerade so gedreht, daß die beiden 90° Ablenkungen entgegengesetzt sind und in einer Ebene liegen. Dadurch kompensieren sich die Wirkungen der beiden Magnetfelder und die Polarisationsrichtung am Target ist gleich der an der Quelle vorgegebenen. Beim Eintritt in die Streukammer wird Lage und Größe des Strahlflecks auf dem Target durch eine enge Blende ($1,5 \times 4 \text{ mm}^2$) festgelegt. Die Stromstärke wird am Ende des Strahlrohrs mit einem Faradaybecher gemessen.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird der entwickelte Starkfeldionisierer beschrieben und die Frage der Polarisationserhaltung bei Umladung von Gasen untersucht. Die Ergebnisse wurden in kurzer Form in Physics Letters [8] und in einem Gruppenbericht [19] veröffentlicht.

Eine genauere Beschreibung der Quelle muß hier aus Platzgründen unterbleiben. Es wird verwiesen auf die Beschreibungen der Atomstrahlapparatur in den Diplomarbeiten von E. Salzborn [9] und W. Dürr [10]; des H.F. Übergangs in der Dissertation von H. Wilsch [12] und H. Nahr [13] und der Ionenoptik in der Diplomarbeit von W. Kretschmer [14]. In Tagungsberichten [15 - 19] wurden zusammenfassende Darstellungen gegeben.

2. Der Starkfeldionisierer

2.1. Einführung

Die Ionisation des polarisierten H - Atomstrahls, dessen Hfs Zustände (2) und (3) besetzt sind (vgl. Fig. 2), erfolgt in einem starken Magnetfeld durch Elektronenstoß. Die H-Atome laufen adiabatisch in das Magnetfeld ein [22], so daß die Polarisationsrichtung der erzeugten Protonen parallel zur Magnetfeldrichtung ist.

Ihr Polarisationsgrad P hängt von der Magnetfeldstärke H ab:

$$P = \frac{W_{\uparrow} - W_{\downarrow}}{W_{\uparrow} + W_{\downarrow}} = -b^2 = \frac{-1}{(\sqrt{1+x^2} - x)^{2+1}}, \quad x = \frac{H}{507 \text{ Oe}} \quad (2.1)$$

$W_{\uparrow}$ und $W_{\downarrow}$ sind die Häufigkeiten, mit denen die positive und negative Protonenspineinstellung vorkommt. P ist demnach für $H = 0 \text{ Oe}$: 50 %, für $H \rightarrow \infty$: 100 %, bei 1 KOe beträgt $P = 95$ %, bei 2 KOe bereits 98,6 %. Zweckmäßig ist also eine Feldstärke von ca. 1 KOe. Ein solches Feld ist für Deuteronen wegen der etwa 5 mal schwächeren Kopplung von Kern und Hüllenspin praktisch ideal stark.

Der Polarisationsgrad des erzeugten Protonenstrahls wird vermindert, wenn Protonen aus unpolarisiertem Wasserstoff oder wasserstoffhaltigen Restgasen entstehen können. Deshalb soll die Ionisation in einem möglichst guten Vakuum erfolgen und der Ionisierer so aufgebaut sein, daß ein Anstreifen des Atomstrahls vermieden wird.

Die Stromstärke I^+ des erzeugten polarisierten Protonenstrahls ist gegeben durch [17]:

$$I^+ = \int_V \sigma(U) \rho j^- (U) d\tau \quad (2.2)$$

σ : Wirkungsquerschnitt der Ionisation durch Elektronenstoß, er hängt von der Energie eU der Elektronen ab [23] und hat im Bereich von 50 - 200 V ein breites Maximum.
($\sigma \approx 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$)

ρ : Dichte des H-Atomstrahls (Anzahl/Volumen)

$j^-(U)$: Elektronenstromdichte

V : Ionisationsvolumen

Nutzbar ist nur der Ionenstrom, der in dem Phasenraum erzeugt wird, der vom Tandembeschleuniger akzeptiert werden kann. Dies gibt eine starke Beschränkung des nutzbaren Ionisationsvolumens.

Die geometrische Anordnung des Ionisierers ist zweckmäßig rotationssymmetrisch, so daß Magnetfeldrichtung, Atomstrahlrichtung, Elektronenstromrichtung und Extraktionsrichtung alle parallel sind und die Ionisation längs einer möglichst langen Strecke l erfolgt. Die Elektronenraumladung bewirkt eine Potentialdepression, das Achsenpotential wird abgesenkt, die Elektronen stoßen einander ab. Die Lorentzkraft des starken Magnetfeldes hält jedoch den Elektronenstrahl zusammen (s.u.). Die Elektronen laufen auf Oberflächen von Röhren konstanten magnetischen Flusses $\pi r^2 B$, der Elektronenstrahldurchmesser $2r$ ist somit proportional $B^{-1/2}$.

Infolge der Potentialdepression ist

- 1.) die Elektronenstromdichte j^- bzw. der Gesamtstrom I^- beschränkt, und
- 2.) entstehen die Ionen an Orten unterschiedlichen Potentials, so daß sie einen gewissen Phasenraum einnehmen.

Die Potentialdepression kann verringert werden, wenn es gelingt, die negativen Elektronenladungen durch die positive Ladung der gebildeten Ionen zu kompensieren. Dazu wird durch geeignete Wahl des Extraktionssystems ein Teil der gebildeten Ionen daran gehindert aus dem Ionisationsraum auszutreten. Man kann dann in einem kleineren Phasenraum höhere Ionisationswahrscheinlichkeit erhalten.

Zweckmäßig legt man den Bereich der Erzeugung des Elektronenstrahls durch ein Kathoden-Anodensystem und den Bereich der Extraktion an die 2 Enden des Ionisierers, dann wirkt die Anordnung als magnetische Flasche für Elektronen: Der Elektronenstrahl sieht an beiden Enden negative Potentiale, von denen er reflektiert wird. Die Kathode muß dann nur die durch Auftreffen auf Elektroden Teile verlorengegangenen Elektronen ersetzen.

2.2. Experimentelle Anordnung und Ergebnisse

Bevor näher auf modellmäßige theoretische Überlegungen eingegangen wird, soll zunächst der entwickelte Ionisierer beschrieben werden. Fig. 4 zeigt eine halbschematische Darstellung.

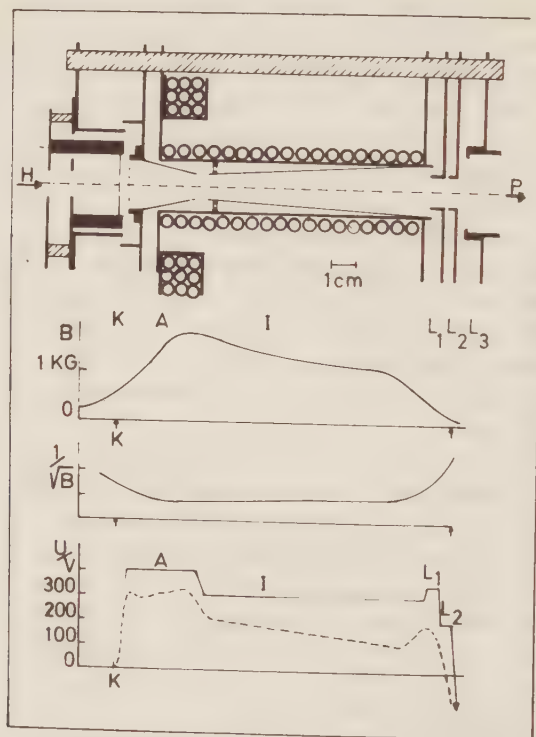


Fig. 4 Der Starkfeldionisierer

B = Magnetfeldstärke bei $I = 560$ A; U ist das angelegte Potential relativ zur Kathode K.

Der Ionisierer (genau: die Anode des Ionisierers) liegt auf Erdpotential (kann aber einige KV hochgelegt werden). Der Atomstrahl von etwa 7 mm Durchmesser [9, 16] tritt durch die

Kathode K und die ihr auf der Spannung U_A gegenüberliegende Anode A in den Ionisationsraum I. Ähnlich wie bei Glavish [24] besteht die Kathode aus einer einfachen Wolframdrahtschleife folgender Form:



(0,5 mm $\varnothing$ thorierter Wolframdraht, 10 A Heizstrom)

Diese zur Mitte symmetrische Form hat sich als zweckmäßig erwiesen, da bei thermischer Ausdehnung die Verformung nicht stört. Die Anode besteht aus 5 Ta-Drähten von 0,3 mm $\varnothing$ in 3 mm Abstand. Aus der Kathode wird ein Strom von ca. 70 mA gezogen, dieser trifft etwa zu ca. 50% auf Teile der Anode, der Rest gelangt in den Ionisationsraum. Der Elektronenstrahl wird vom Magnetfeld zusammen gehalten. Es wird von einem langgestreckten, engen Solenoid und einer kurzen, weiten Spule nahe der Kathode erzeugt. Fig. 4 zeigt die Magnetfeldstärke längs der Achse bei 500 A Erregerstrom in den wasser- (oder öl)-gekühlten Kupferrohren (5 mm $\varnothing$, 1 mm Wandstärke). Die Stromstärke ist bis 750 A regelbar. Die weite Spule war notwendig, um am Kathodenort ein starkes Feld von 500 Gauß zu erzeugen. Schaltet man sie ab, dann sinkt der Ionisationsgrad um 75 %. Fig. 4 zeigt ferner die angelegten Potentiale und gestrichelt das durch Elektronenraumladung abgesenkte Achsenpotential. Es sind abgeschätzte Werte (s.u.), Raumladungskompensation wurde nicht berücksichtigt, angepaßt wurde auf maximale Stromstärke I^- (s.u.).

Die angegebenen Spannungen entsprechen einer bestimmten Einstellung. Sie hängt sehr empfindlich von den geometrischen Verhältnissen, insbesondere von der Lage der Kathode und Anode ab. Insbesondere ist die optimale Einstellung des Ionisiererpotentials vom Kathodenheizstrom abhängig. Man muß das Ionisiererpotential langsam absenken bis zum Wert maximaler Ionenstromstärke. Bei irgendwelchen Schwankungen "kippt" manchmal der hohe Ionenstrom auf einen viel kleineren Wert.

Die Anode liegt wie bei Glavish auf höherem Potential als der Ionisationsraum. Durch diese Potentialschwelle wird eine Extraktion aus dem Ionisationsraum zur Kathode hin vermieden.

Ionisationsraum I und Anodenraum A haben konische Form und öffnen sich zu den beiden Ionisierenden hin. Dadurch erhält man eine mit wachsendem Durchmesser zunehmende Potentialdepression (vgl. 2.3.) und das so entstehende longitudinale elektrische Feld unterstützt die Extraktion der Ionen. Im Anodenbereich wird so verhindert, daß dort entstandene Ionen zum Ionisationsraum gelangen. Dies ist vorteilhaft, da sonst infolge der dissoziierenden Wirkung des glühenden Wolframdrahts auf H_2 Moleküle zusätzlich unpolarisierte Protonen erzeugt wurden.

Die erste Extraktionselektrode L_1 (und manchmal auch L_2) liegt auf höherem Potential als der Ionisationsraum, so daß eine Potentialwanne im Ionisationsraum entsteht und die Raumladung der Elektronen teilweise kompensiert wird. Ferner liegen L_1 und L_2 im Bereich abnehmender Magnetfeldstärke. Deshalb wird ein Teil des magnetisch zusammengehaltenen Elektronenstrahls, dessen Durchmesser im Ionisationsraum durch die Öffnung von 10 mm Durchmesser zwischen A und I gegeben ist, infolge der Strahlverbreiterung: ($r = B^{-1/2}$) von den Elektroden L_1 und L_2 mit 12 mm Durchmesser eingefangen. Nur die Elektronen, die nicht anstoßen, werden reflektiert und haben (vgl. Fig. 4) in der Mitte des Ionisationsraums einen Durchmesser $2 r_0 = 5$ mm. Der Vergleich der gemessenen Elektronenstromstärken auf den einzelnen Elektroden mit dem theoretisch abgeschätzten Gesamtstrom $I^-(s.u.)$ ergibt, daß der Anteil der nur einmal durchlaufenden Elektronen ($r > r_0$) meist kleiner ist als der Anteil der pendelnden. Durch das Wegnehmen der Elektronen $r > r_0$ ist sichergestellt, daß ein wesentlicher Teil des Elektronenstroms im Atomstrahlbereich ($2 r_H = 7$ mm) liegt.

Der extrahierte polarisierte Protonenstrahl (Differenz 6-Pol ein - aus) beträgt hinter der auf - 3 KV liegenden vergitterten Extraktionselektrode L_3 1 μA . Davon wird durch ein System von Rohrlinsen 0,5 μA [14] in den Anlagerungskanal auf dem Potential - 15 KV, (6 mm Durchmesser, 12 cm lang) fokussiert und dort in N_2 Gas umgeladen zu H^+ . Der erzeugte negative, massenanalytisierte H^- Strahl am Ende der Quelle beträgt 2 nA Differenz bei 6 Pol ein - aus; bei 6 Pol aus beträgt der Strom 0,8 nA, bei Wegnehmen des Atomstrahls 0,5 nA.

Die Eigenschaften des Ionenstrahls und des Strahltransportsystems wurden von Herrn Kretschmer [14] eingehend theoretisch und experimentell untersucht.

Beim Betrieb der Quelle zeigte sich, daß der erreichte Protonenstrom sehr stark vom Druck im Ionisiererraum abhängt. Der Ionisationsgrad für den Atomstrahl steigt, wenn der Untergrundanteil sinkt. Guter Ionisationsgrad wurde nur bei Drucken von $2 \cdot 10^{-7}$ Torr und weniger erreicht und erst nach einer Einlaufzeit von mehreren Tagen, dann ist anscheinend erst der Ionisationsraum genügend entgast. Gepumpt wird die Ionisationskammer von einer 400 l/s Ultec-Getterpumpe und von zwei 800 l/s Orb-Ion Pumpen von NRC.

Die erreichte Stromstärke des hochenergetischen Strahls nach einer $1,5 \times 4$ mm Schlitzblende betrug $0,3 \cdot 10^{-9}$ A, der Polarisationsgrad 60 %.

2.3. Theoretische Beschreibung der Ionisierereigenschaften

Im folgenden werden die Eigenschaften des Elektronenstrahls sowie der Phasenraum des gebildeten Ionenstrahls quantitativ abgeschätzt. Dabei wird die Annahme gemacht, daß der jeweils betrachtete Elektronenstrahl konstante Stromdichte j^- hat. Bei der verwendeten sehr unsymmetrischen Kathoden - Anoden Anordnung ist das nicht ganz richtig, jedoch sollte sich durch das Hin- und Herpendeln der Elektronen längs der Ionisierachse und der dieser Bewegung überlagerten Zykloidentbahn um die Achse eine gewisse Mittelung ergeben.

2.3.1 Der magnetische begrenzte Elektronenstrahl

Die Eigenschaften von Elektronenstrahlen sind in dem Buch von Pierce [25] ausführlich beschrieben. Bei dem hier vorliegenden Fall des magnetisch begrenzten Strahls ("magnetic confined beam") lassen sich nicht alle interessierenden Eigenschaften in expliziten Formeln angeben, jedoch können aus dem Ergebnis numerischer Rechnung für spezielle Fälle gute Näherungen gewonnen werden. Wir betrachten folgende Anordnung:

In einem starken Magnetfeld liegen senkrecht zur Magnetfeldrichtung ($\vec{s} = \vec{B}_z$) eine Kathodenscheibe und ihr gegenüber in kleinem Abstand ein Anodengitter auf der Spannung U_A . Der Anode folgt ein Laufraum vom Durchmesser $2R$ auf Anodenpotential. In den Laufraum wird ein homogener Elektronenstrahl mit der Stromstärke I^- und dem Durchmesser $2r_0$ eingeschossen. Zunächst fliegen alle Elektronen parallel. Wegen ihrer Ladung erzeugen sie ein abstoßendes elektrisches Feld.

a) Potentialverteilung

Im Innern des Laufraums, wo von dem Anodengitter herrührende Randeffekte keine Rolle mehr spielen, ist das elektrische Feld rein radial. Aus

$$\operatorname{div}(\epsilon_0 \vec{E}) = -\rho \text{ folgt:} \quad (2.3)$$

$$E_r = (1/2\pi\epsilon_0)(Q^*/r) \quad (2.4)$$

$Q^*(r)$ ist die im Innern eines Zylinders vom Radius r befindliche Elektronenladung pro Längeneinheit

$$Q = (I^-/v_z)(r^2/r_0^2) \text{ für } r \leq r_0 \quad (2.5)$$

$$Q = I^-/v_z \text{ für } r > r_0 \quad (2.6)$$

Infolge der Potentialabsenkung haben die Elektronen unterschiedliche Geschwindigkeit v_z . Man nähert durch eine mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_z = \sqrt{2(e/m)\bar{U}}$ und erhält

(2.7)

durch Integration:

$$r < r_0: U(r) = U_0 + c(I^-/\sqrt{\bar{U}})(r^2/r_0^2) \quad (2.8)$$

$$r > r_0: U(r) = U_0 + c(I^-/\sqrt{\bar{U}})(1+2\ln \frac{r}{r_0}) \quad (2.9)$$

$$c = (1/4\pi\epsilon_0)\sqrt{m/(2e)} = 1,53 \cdot 10^4 \text{ V}^{1/2}\text{Å}^{-1} \quad (2.10)$$

U_0 ist das sich auf der Achse einstellende Potential. Es ist festgelegt durch die Bedingung, daß für $r = R$ $U = U_A$ wird. Für kleine Potentialdepressionen $U_A - U_0$ kann $\bar{U} = U_A$ angenommen werden. Bei großer Potentialdepression muß das Potential U durch numerische Rechnung ermittelt werden. Die parabolische Potentialform für $r \leq r_0$ ist nur im Rahmen der Näherung (2.7) gültig. Das in Pierce, Abschnitt 9.7 angegebene Ergebnis einer numerischen Rechnung zeigt jedoch, daß die Näherung durch eine Parabel recht gut ist. Für $\bar{U}$ nimmt man dann

$$\bar{U} = \frac{1}{2} (U_0 + U(r_0)). \quad (2.11)$$

Aus der Formel (2.9) sieht man, daß die Potentialdepression zunimmt, wenn bei konstantem Elektronenstrahldurchmesser r_0 der Radius R des Laufraums zunimmt. ($r = R$)

b.) Magnetische Strahlbegrenzung

Im Laufraum bewegen sich die Elektronen in senkrecht aufeinanderstehenden elektrischen und magnetischen Feldern: $|\vec{E}| = E_r$; $B = B_z$. Der Bewegung in z -Richtung überlagert sich dann eine

Bewegung senkrecht dazu: die einzelnen Elektronen umlaufen den Strahl auf Zykloidenbahnen. Für $a \ll r'$ gilt (vgl. Pierce, Abschnitt 3.3)

$$r = r' - a \cos((e/m)Bt) \quad (2.11)$$

$$r' \phi = -a \sin((e/m)Bt) + (E/B)t \quad (2.12)$$

$$a = (m/e) (E/B^2) \quad (2.13)$$

ϕ ist der Azimutwinkel.

Bei starkem Magnetfeld wird die Frequenz $(e/m)B$ der Kreisbewegung groß und deren Radius a klein. Ebenfalls wird die der Kreisbewegung überlagerten azimutale Geschwindigkeit $v_\phi = E/B$ klein. Bei charakteristischen Größen für unseren Strahl

$$\bar{U} = 200 \text{ V}, I = 0,1 \text{ A}, B = 1 \text{ KGauß}, r_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

erhält man am Strahlrand die maximale Feldstärke

$$E = 4,35 \cdot 10^4 \text{ V/m und damit:}$$

$$a = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}, (e/m)B = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ sec}^{-1}$$

$$v_\phi = 4,35 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$$

$$\bar{v} = 83 \cdot 10^5 \text{ m/sec}$$

Wir haben also eine sehr schnelle Kreisbewegung, deren Durchmesser 200 mal kleiner als der Elektronenstrahldurchmesser ist und deren azimutale Geschwindigkeit v_ϕ etwa 20 mal kleiner als $\bar{v}_z$ ist.

Es tritt also praktisch keine Strahlverbreiterung auf, und die angegebenen Formeln für das Potential U bleiben gültig. Ändert man die Magnetfeldstärke längs des Laufraums, dann bleiben die Elektronen auf Oberflächen gleichen Magnetflusses $\pi r^2 B$, ein Anwachsen der Magnetfeldstärke B bewirkt also eine Verkleinerung des Elektronenstrahldurchmessers $2r_0$.

2.) Maximale Elektronenstromstärke

Die erreichbare Elektronenstromstärke I^- ist durch die Potentialdepression begrenzt.

Für $r_0 = R$ hat nach der in Pierce (Kap. 9.7) referierten numerischen Rechnung I^- ein breites Maximum bei

$$(U_0/U_A) = 0,174$$

dann ist:

$$I_{\max}^- = 32,4 \cdot 10^{-6} (A/V^{3/2}) U^{3/2} \quad (2.14)$$

Für $r_0 \ll R$ errechnet man leicht ($\bar{U} \approx U_0$), daß I^- für $(U_0/U_A) = 1/3$ maximal wird, dann ist:

$$I_{\max}^- = 25,4 \cdot 10^{-6} (A/V^{3/2}) U_A^{3/2} / (1 + 2 \ln(R/r_0)) \quad (2.15)$$

Die numerischen Konstanten P sind etwa gleich groß. Für $\frac{R}{r} = 2$ etwa werden die Verhältnisse von der 2. Formel bereits weitgehend richtig beschrieben. Höhere Perveanz $I/U^{3/2}$ erhält man für einen Hohlzylinderstrahl mit einem Innendurchmesser $2r_i$, dann lautet der Geometriefaktor:

$$1 / (1 + 2 \ln(R/r_0) - 2 \ln(r_0/r_i) / ((r_0/r_i)^2 - 1)) \quad (2.16)$$

Die Konstante P muß im Einzelfall numerisch berechnet werden, hat aber die Größenordnung der beiden obigen Konstanten.

2.3.2 Phasenraum des erzeugten Ionenstrahls

a.) Begriff des Phasenraums

Die Konstruktion des Ionisierers ist durch die allgemeine Bedingung eingeschränkt, daß der vom Ionisierer emittierte Ionenstrahl in einem Phasenraum liegen soll, der möglichst nicht größer ist als der vom Tandembeschleuniger akzeptierte Phasenraum.

Dabei werden die Ionenbahnen durch kanonisch konjugierte Orts- und Impulskoordinaten $(\underline{r}, \underline{p})$, die Phasenraumkoordinaten, gekennzeichnet und die Form einer Strahlgesamtheit durch eine Dichtefunktion $\rho(\underline{r}, \underline{p})$ angegeben.

Bei der Einwirkung statischer elektrischer und magnetischer Felder auf den Ionenstrahl bleibt - nach dem Liouvilleschen Satz - das Volumen eines betrachteten Phasenraums erhalten, es ändert sich nur in seiner Form [26].

Sehr übersichtlich werden die Verhältnisse, wenn man den Transport axialsymmetrischer Ionenstrahlbündel betrachtet, denn dann kann man die Transformation des durch die 2 Koordinaten r, p_r aufgespannten Phasenraums für sich allein betrachten. Ist in einem bestimmten Phasenraumbereich $\rho(r, p_r) = \text{const}$, und außerhalb $\rho = 0$, dann wird der Ionenstrahl bereits durch die Angabe der Randfigur im r, p_r Raum vollständig beschrieben.

b.) Berechnung des erzeugten Phasenraums

Der Phasenraum unseres Protonenstrahles ist dadurch bestimmt, daß die Ionisation in einer Potentialmulde $U(r)$ stattfindet. Für einen Zylinderstrahl konstanter Stromdichte hat sie näherungsweise parabolische Form (Gln. 2.8) Folgende Abkürzung wird eingeführt:

$$U(r) - U_0 = \Delta U(r) \quad (2.17)$$

Das durch Elektronenstoß an der Stelle $r_g \leq r_0$ gebildete Ion hat dort den Impuls $p_r = 0$, es führt in der Potentialmulde im Bereich $|r| \leq r_g$ Pendelbewegungen aus und wird schließlich an der Stelle r_e extrahiert. Es hat dort den Radialimpuls

$$\begin{aligned} p_r &= (2em(U(r_g) - U(r_e)))^{1/2} = \\ &= (2emc(I/\bar{U})^{1/2})(r_g^2 - r_e^2)/r_0^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Liegen die Geburtsorte r_g innerhalb eines Zylinders vom Radius r_J : $r_g \leq r_J$, so gibt diese Gleichung reelle Werte nur im Innern einer Ellipse mit den Hauptachsen r_J und

$$p_{rJ} = (2emcI/\bar{U})^{1/2} (r_J/r_0)$$

Mit Formel (2.7) folgt:

$$p_{rJ} = (2em\Delta U(r_J))^{1/2} \quad (2.19)$$

Dies ist der mit Teilchenbahnen belegte Phasenraum.

Protonen, die bei $r \leq r_J$ gebildet werden, liegen im Innern der Ellipse. Deren Fläche ϵ ist die gesuchte Emittanz:

$$\epsilon = \pi r_J P_{rJ} = \pi r_J (2em\Delta U(r_J))^{1/2} \quad (2.24)$$

Die Akzeptanz des Tandems wird mit $\epsilon=1$ bis $2 \text{ cm rad} \sqrt{\text{eV} \cdot 2m}$ angegeben [27].

Um die Dichtefunktion $\rho(r_e, p_r)$ zu erhalten, betrachten wir die Anzahl dI^+ der im Bereich r_g bis $r_g + \Delta r_g$ gebildeten Ionen:

$$dI^+ = \sigma \rho (I^-/r_o^2) 2r_g \Delta r_g = \gamma r_g \Delta r_g \quad (2.20)$$

γ ist eine Proportionalitätskonstante.

An der Stelle r_e liegen diese im Impulsintervall

$$\Delta p_r = p_{rJ} r_g / (r_J (r_g^2 - r_e^2)^{1/2}) \Delta r_g \quad (2.21)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein bei r_g gebildetes, nach einem harmonischen Kraftgesetz hin und her pendelndes Ion im Bereich $r_e, r_e + \Delta r_e$ zu finden, ist umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit $v_r = p_r/m$:

$$w(r_e) \Delta r_e = 1 / (\pi (r_g^2 - r_e^2)^{1/2}) \Delta r_e \quad (2.22)$$

Nun ist die Anzahl der aus dem Bereich $r_e, r_e + \Delta r_e$ und $p_r, p_r + \Delta p_r$ extrahierten Ionen gleich der Anzahl der im zugehörigen Δr_g Bereich erzeugten Ionen dI^+ mal deren Beobachtungswahrscheinlichkeit $w(r_e) \cdot \Delta r_e$:

$$\rho(r_e, p_r) \cdot \Delta r_e \cdot \Delta p_r = dI^+ w(r_e) \Delta r_e = (\gamma / \pi) (r_J / p_{rJ}) \Delta r_e \Delta p_r \quad (2.23)$$

$\rho(r_e, p_r)$ ist also im ganzen Innern der Ellipse eine Konstante und außerhalb 0.

Für den erreichbaren Protonenstrom I^+ gilt:

$$I^+ = \sigma \rho l I^-(r_J) \quad (2.25)$$

l = Länge des Ionisationsraums

Nach Formel (2.15) gilt für $I^-(r_J)$:

$$I^-(r_J) = P \cdot \frac{U^{3/2}}{1 + 2 \ln \frac{R}{r_0}} \cdot \frac{r_J^2}{r_0^2} \quad (2.26)$$

Aus Formel (2.8) erhält man die dazugehörige Potentialdepression

$$\Delta U(r_J) \approx c \frac{I^-(r_J)}{\sqrt{U}} ; \quad \bar{U} \approx U_0 + \frac{1}{2} \Delta U(r_J) \quad (2.27)$$

Mit der Emittanz (2.24) eliminiert man $\Delta U(r_J)$ und löst nach r_J auf:

$$r_J^2 = \sqrt{\frac{(\bar{U})^{1/2} (1 + 2 \ln \frac{R}{r_0})}{c P U^{3/2}}} \cdot \frac{r_0 \cdot \epsilon}{\pi \sqrt{2} \text{ em}} \quad (2.28)$$

so daß für den gesuchten Protonenstrom I^+ gilt:

$$I^+ = \sigma \rho l \sqrt{\frac{P U^{3/2} (\bar{U})^{1/2}}{c (1 + 2 \ln \frac{R}{r_0})}} \cdot \frac{1}{r_0} \cdot \frac{\epsilon}{\pi \sqrt{2} \text{ em}} \quad (2.29)$$

Die Ionenstromstärke im vorgegebenen Phasenraum nimmt mit abnehmenden Durchmesser des Elektronenstrahls ($2 r_0$) und des Ionisationsraums ($2 R$) zu.

2.33 Raumladungskompensation

Höheren Ionisationsgrad in kleinerem Phasenraum ϵ kann man erhalten, wenn es gelingt, die Raumladung der Elektronen durch positive Ionen weitgehend zu kompensieren. Deshalb wird der Ionisierer so betrieben, (vgl. Fig. 4) daß die Extraktion der im Ionisationsraum I gebildeten Ionen durch eine auf höherem Potential liegende Extraktionselektrode L_1 behindert wird. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß dieses Schwellenpotential infolge der Raumladung des durchtretenden Elektronenstroms und infolge des Durchgriffs der nachfolgenden Elektroden abgesenkt ist. Beim Einschalten des Elektronenstroms bildet sich zunächst die Potentialwanne aus, Ionen, deren Geburtsorte auf tieferem Potential liegen als die durch L_1 gegebene Schwelle, werden nicht extrahiert und kompensieren durch ihre positive Ladung negative Elektronenladungen, das Potential des Ionisationsraums wird auf das Schwellenpotential angehoben. Bei gleichem Elektronenstrom ist die Potentialmulde flacher, und man kann bei vorgegebenem Phasenraum

$\epsilon = \pi r_J (2em\Delta U(r_J))^{1/2}$ den Durchmesser $2r_J$ des nutzbaren Ionisationsbereichs und damit I^+ vergrößern.

Der Ionisationsgrad läßt sich weiter steigern, wenn man die Elektronenstromstärke vergrößert. Dann wird das Potential wieder abgesenkt, es entsteht eine Wanne, diese wird wieder mit Ionen aufgefüllt usw. Begrenzt wird der Vorgang durch den maximal möglichen Strom in den Bereichen, in denen keine Ladungskompensation stattfinden kann, da aus ihnen die gebildeten Ionen extrahiert werden, wie im Anodenbereich und im Bereich der Extraktionselektroden. Deshalb wird man diese auf ein möglichst hohes Potential legen. Eine weitere Begrenzung wird von Volosov [28] berichtet: Bei Elektronenströmen in einem Plasma treten Instabilitäten infolge Plasmaschwingungen auf, wenn die Elektronenstromstärke etwa den fünffachen Wert des maximal möglichen Werts bei unkompensiertem Elektronenstrahl erreicht.

Bei Vorliegen von Raumladungskompensation gilt also die Forderung, den Durchmesser des Ionisationsraums möglichst klein zu machen, nicht mehr.

2.3.4 Vakuumeigenschaften des Ionisierers

Diese Forderung, daß die Ionisation in einem möglichst langen Rohr (Länge l) kleinen Durchmessers ($2R$) erfolgen soll, ist vakuumtechnisch sehr ungünstig. Ein gewisser Gasanfall im Innern des Rohrs ist infolge Anstreifen des Atomstrahls und Ausgasen der unter Elektronenbeschuß stehenden Teile, besonders in der Einlaufzeit, unvermeidlich. Der Leitwert dieses Rohrs ist [29]:

$$L = 12,2 (M_H/M)^{1/2} (2R)^3 / l \text{ (Liter cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{)}, M = \text{Molekulargewicht.}$$

Denkt man sich den Gasanfall Q in die Mitte des Rohres; dann ist der Druckanstieg dort $\Delta p = Q/4L$.

Würde der ganze Atomstrahl mit $Q = 5 \cdot 10^{15}$ Atomen/sec im Rohr mit den tatsächlichen Ionisierdimensionen $l = 12$ cm und $2R = 1,2$ cm diffus werden, dann wäre $\Delta p = 2,5 \cdot 10^{-6}$ Torr. In der Vakuumkammer mit 400 l/sec effektiver Saugleistung verursacht der Atomstrahl einen beobachteten Druckanstieg von $1 \cdot 10^{-7}$ Torr. Der Druckanstieg beim Ausgasen während der Ein-

laufzeit beträgt mehrere 10^{-7} Torr; , würden etwa $5 \cdot 10^{-8}$ Torr aus dem Innern des Ionisierers kommen, z.B. H_2O Moleküle, so hätte man dort einen Druckanstieg von $5 \cdot 10^{-6}$ Torr. Hätte aber der Ionisierer nach der Emittanzforderung einen Durchmesser von 2 mm (entspricht: $\epsilon = 2 \text{ cm}(2 \text{ eV})^{1/2}$ dann wäre bei gleichem Gasanfall der Druck im Innern des Rohres 10^{-3} Torr.

Das Beispiel soll deutlich machen, daß die Konstruktion eines sehr engen Ionisierers große vakuumtechnische Schwierigkeiten macht.

3.4 Diskussion

Im Folgenden sollen gemessene Werte und mit Formeln (2.24) bis (2.28) gerechnete Werte verglichen werden. Dabei werden ohne Berücksichtigung von Raumladungskompensationseffekten folgende 2 Grenzfälle angenommen, zwischen denen experimentell nicht eindeutig entschieden werden kann:

- a.) Die Ionisation erfolgt praktisch nur durch pendelnde Elektronen, deren mittlerer Strahldurchmesser $2 r_0$ beträgt 5 mm.
- b.) Das Pendeln im engen Achsenbereich bringt keine wesentliche Änderung des Gesamtstroms I^- : $2 r_0 = 10$ mm.

Die Länge des Ionisationsraums l beträgt 10 cm, er liegt 40 bis 50 cm hinter dem 6-Pol-Magneten. Nach Salzborn beträgt der Durchmesser des Atomstrahls dort $2 r_H = 7$ mm, dessen Dichte $\rho_H = 4 \cdot 10^{10}$ Atome/cm³ bei der von Salzborn abgeschätzten Teilchengeschwindigkeit $v_H = 3 \cdot 10^3$ m/sec. Für die Perveanz wird angenommen, daß sie an der breitesten Stelle des Ionisationsraums ($2R = 18$ mm) den Maximalwert annimmt: $P = 25 \cdot 10^{-6}$ A/V^{3/2}. Dann folgt mit $U_I = 300$ V $U_O = 100$ V. Die Akzeptanz des Anlagerungskanal für elliptisch begrenzten Phasenraum beträgt $\epsilon_A = 2,87 \text{ cm}(2 \text{ eV})^{1/2}$. Die effektive Umladewahrscheinlichkeit wurde von Schulze-Weckert [11] mit 0,9% angegeben.

Die Ergebnisse sind in der Tabelle 1 zusammengestellt:

Tabelle 1: Vergleich gemessener und gerechneter Ionisierdaten;

	a	b	gemessen
$2 r_o$	5 mm	10 mm	
$I^-(r_o)$	38 mA	60 mA	
$I^-(r_{II})$	38 mA	30 mA	
$I^+(r_{II})$	0,76 μA	0,6 μA	1 μA
$\Delta U(r_{II})$	50 V	40 V	
$\epsilon(r_{II})$	5,5 cm $\sqrt{2emV}$	7 cm $\sqrt{2emV}$	
$I^+(\epsilon_A)$	0,41 μA	0,24 μA	0,34 μA
$2 r_J(\epsilon_A)$	2,7 mm	4,5 mm	
I_{II}^-	3,5 nA	2,1 nA	2,0 nA

Es sei darauf hingewiesen, daß idealisierte Verhältnisse angenommen wurden und daß nicht berücksichtigt sind, neben der Raumladungskompensation, Verluste infolge mangelhafter Extraktion aus dem Ionisierer, infolge Aufstreuen des Strahls wegen Linsenfehlern und nachträgliches Abstreifen der gebildeten H^- Ionen. Ferner sind die Angaben über den Atomstrahl mit einem (nicht genau angebbaren) Fehler behaftet.

Die gemessenen Werte liegen zum Teil höher als die zu erwartenden, insgesamt ist die Übereinstimmung überraschend gut.

Die Tatsache, daß der gemessene $I^+(r_H)$ Strom größer als erwartet ist, zeigt den Einfluß der Raumladungskompensation. Mit wachsendem Strahlweg fallen die gemessenen Werte stärker als die theoretischen ab, dies rührt wohl von mangelhafter Ionenoptik und zu hoch angesetzter effektiver Umladewahrscheinlichkeit her.

Vergleich von a und b zeigt, daß man im Fall a bessere Emittanz ϵ und höheren Ionisationsgrad erhält.

Die gemessene Ionisierungswahrscheinlichkeit beträgt $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ p/H}$.

3. Polarisationserhaltung bei Umladung

3.1. Allgemeines zur Umladung

Der erzeugte polarisierte Protonenstrahl muß 2 mal umgeladen werden: zum Einschub in den Tandem zu H^- und in der Hochspannungselektrode zu H^+ . Der erste Prozeß ist eine Elektronenanlagerung, der zweite ein Elektronenabstreifen. An das verwendete Umladeverfahren sind folgende Bedingungen zu stellen:

- 1.) hohe Umladewahrscheinlichkeit
- 2.) Polarisationserhaltung

Die Umladung kann erfolgen in dünnen C-Folien, in Gasen (N_2 , O_2 , H_2) oder in Alkalidampf (K, Cs). Das Abstreifen bei einigen MeV Teilchenenergie erfolgt praktisch mit der Umladewahrscheinlichkeit 100 %, für die Elektronenanlagerung am niederenergetischen Strahl hat man bei folgenden Werten optimale Umladewahrscheinlichkeiten:

1 %	für C-Folien bei 40 KeV	[11]
0,9 %	für N_2 bei 15 KeV	[11]
10 %	für K bei 2 KeV	[30]

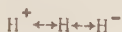
Das Anlagern der C-Folien hat den Nachteil, daß durch die unvermeidlich große Targetdicke Aufstreuung und damit Phasenraumvergrößerung eintritt. Wir haben deshalb zunächst die uns experimentell am einfachsten erscheinende Anordnung gewählt: die Anlagerung in N_2 Gas. (Eine Anordnung zur Anlagerung in K-Dampf wird von Herrn Salzborn entwickelt). Dann genügt es den Ionenstrahl auf Erdpotential zu erzeugen, ihn auf - 15 KeV zu beschleunigen und durch ein dünnes, langes (6 mm $\varnothing$, 12 cm Länge), von N_2 Gas durchflossenes Röhrchen (gasdruck $\times$ Länge = einige 10^{-2} Torr cm) zu fokussieren. Die umgeladenen Ionen werden wieder zur Erde hin beschleunigt, so daß ein 30 KeV H^- Strahl in den Tandem eingeschossen wird. Das Vakuum P_4 in diesem Pumpraum wird durch die aus dem Röhrchen austretende Gasmenge bestimmt, es soll möglichst gut sein um ein nachfolgendes Abstreifen des H^- Strahls zu vermeiden. Deshalb macht man das Röhrchen möglichst lang und eng, um infolge hohen Pumpwiderstands bei gleichem Gasanfall eine große Gasdichte zu er-

halten. Andererseits muß es weit genug sein um den Ionenstrahl hindurch zu lassen.

Die verwendete Geometrie ist so gewählt, daß der vom Röhrchen durchgelassene Phasenraum ($\epsilon = 2,87 \text{ cm}(2\text{emV})^{1/2}$ für einen elliptisch begrenzten Strahl von 15 KeV) etwa gerade doppelt so groß ist wie der vom Tandem akzeptierte. P_4 ist dann $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Aus Gründen der Polarisationserhaltung, die anschließend diskutiert werden, ist um das Röhrchen ein Solenoid angebracht, das ein longitudinales Magnetfeld bis zu 1,1 KGauß erzeugt. Das Abstreifen erfolgte zunächst in O_2 Gas im schwachen Magnetfeld (Erdfeld), dabei ging die Hälfte der Polarisation verloren, die jetzt verwendeten Kohlenstofffolien vermeiden jeden Polarisationsverlust [4,8].

3.2. Polarisationserhaltung

Der Umladeprozess von H^+ zu H^- und umgekehrt erfolgt in der Regel nicht direkt, sondern über den H - Atomzustand, der eine gewisse Lebensdauer t besitzt. Die Reaktionskette lautet also:



Es sind auch längere Reaktionsketten möglich, bei denen das Ion mehrmals als H vorkommt.

Die Spinstruktur von H^+ und H^- ist einfach, in beiden Fällen ist der Protonenspin nur an das äußere Magnetfeld gekoppelt. Die Spinstruktur des H -Atoms jedoch hängt von der Magnetfeldstärke ab, da eine Kopplung an das Elektronenmoment dazu kommt.

Fig. 2 zeigt die Energie der 4 Zustände des H -Atoms im Grundzustand gegen die Magnetfeldstärke, die Darstellung dieser Zustände im ideal starken Feld und bei beliebigem Feld, entwickelt nach den Zuständen im ideal starken Feld, wo das Proton praktisch nur an das äußere Magnetfeld gekoppelt ist. Doppelpfeil gibt die Elektronenspineinstellung, Einfachpfeil die Protonenspineinstellung. Die Entwicklungskoeffizienten a und b sind Funktionen der Magnetfeldstärke H :

$$a^2 = ((1+x^2)^{1/2} - x)^2 / (1 + ((1+x^2)^{1/2} - x)^2)$$

$$a^2 + b^2 = 1, \quad x = H/(507 \text{ Oe}).$$

Bei sehr kleinem Magnetfeld gilt $a^2 = b^2 = 1/2$, es sind dann die Clebsch Gordan Koeffizienten. Bei sehr starkem Magnetfeld wird $a^2 = 0$ und $b^2 = 1$, man erhält die Starkfeldzustände. Die 4. und 5. Spalte gibt die Wahrscheinlichkeiten $W_{\uparrow}$ und $W_{\downarrow}$ an, mit der die beiden Protonenspineinstellungen in den angegebenen Zuständen vorkommen, die 6. Spalte gibt deren Protonenpolarisation an.

Wir betrachten nun den Fall, daß in einem äußeren Magnetfeld ein in Magnetfeldrichtung 100 % polarisierter Protonenstrahl Elektronen einfängt. Da diese unpolarisiert sind, ist die Wahrscheinlichkeit, daß der Elektronenspin parallel und antiparallel zum Protonenspin ist, gleich groß. Der Einfang kann nur in die Zustände (1), (2) und (4) erfolgen, die Einfangswahrscheinlichkeit ist proportional der Wahrscheinlichkeit $W_{\uparrow i}$, mit der die positive Protonenspineinstellung in den angegebenen H-Atomzuständen i vorkommt.

Nach der Zeit t wird das 2. Elektron angelagert. War das Proton im Zustand (1), so hat es den alten vollständig polarisierten Zustand. War es in den Zuständen (2) und (4), so hängt die Polarisation davon ab, wie lange die Lebensdauer t war im Vergleich zur Larmorperiode τ_L des magnetischen Moments des Kerns im Feld der Hülle

$$\tau_L = h/(2\mu_p H_e) = 7,0 \cdot 10^{-10} \text{ sec,}$$

Für $t \ll \tau_L$ ist der Zustand des Atoms noch genauso wie zum Zeitpunkt des Einfangs, d.h., die Protonen im H^- sind vollständig polarisiert.

Ist $t \gg \tau_L$ unbestimmt, d.h. sind die Lebensdauern statistisch verteilt, so ist die Wahrscheinlichkeit, in den einzelnen Zuständen die positive oder negative Protonenspineinstellung anzutreffen durch die Entwicklungskoeffizienten bei der Darstellung nach den Starkfeldzuständen gegeben. Die im Mittel erwartende Polarisation P_i beim Einfang in die einzelnen Zustände ist dann gleich der in der letzten Spalte angegebenen. Addiert man diese Polarisation mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten als Gewicht, so erhält man für den gesamten Strahl als gemittelte Polarisation

$$P_1 = \left(\sum_{i=1}^4 W_{\uparrow i} P_i \right) / \left(\sum_{i=1}^4 W_{\uparrow i} \right) = 1 - 2b^2(1 - b^2)$$

Sie ist im starken Feld natürlich 1 und im schwachen Feld $\frac{1}{2}$, bei 1 KG wird $P_1 = 0,9$. Nun ist bei Umladung in dünnen C-Folien die Flugzeit t_F durch Folien ca $3 \cdot 10^{-14}$ sec, so daß $t \ll \tau_L$ ist, durch den Gaskanal von 12 cm Länge beträgt die Flugzeit ca. $7 \cdot 10^{-8}$ sec, d.h. $t_F \approx 100 \tau_L$. Erfolgen nur wenige Umladestöße, dann gilt für die mittlere Lebensdauer t des H-Zustands $t \gg \tau_L$. Demnach hat man bei Umladung in C-Folien Polarisationserhaltung, [4, 7], bei Umladung in Gas oder Alkalidampf hängt die Polarisation von der Magnetfeldstärke ab.

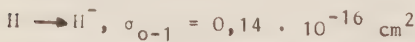
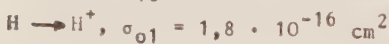
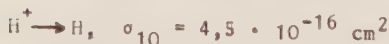
Erfolgt bei der Gasumladung einer der beiden Umladeprozesse im schwachen Magnetfeld, dann erhält man ebenfalls $P_1 = \frac{1}{2}$. Dies sieht man sofort ein, wenn man die Werte für Einfangwahrscheinlichkeit und Polarisation einsetzt.

3.3. Mehrfachumladung

Das Abstreifen erfolgt praktisch nur als 2-Stufenprozeß, beim Anlagern von 2 Elektronen können jedoch auch Mehrfachumladungen vorkommen, d.h. Reaktionsketten mit n Umladungsvorgängen, z.B. $H^+ \leftrightarrow H \leftrightarrow H^+ \leftrightarrow H \leftrightarrow H^- \leftrightarrow H \leftrightarrow H^-$. n ist eine gerade Zahl, der H-Atomzustand kommt $\frac{n}{2}$ mal vor und erfährt jedesmal die Polarisationsverminderung P_1 , so daß nach n Umladeprozessen $P_n = P_1^{n/2}$.

Die Häufigkeit der Mehrfachumladung nimmt mit wachsender Gasdichte zu, bei gegebener Länge x_0 des Anlagerungskanals tritt eine Abhängigkeit der Polarisation vom Gasdruck p auf. Diese wird im folgenden abgeschätzt.

Bei der Reaktionskette treten folgende Prozesse auf:



Die angegebenen Wirkungsquerschnitte nach Steer et al. [31] gelten für Umladung in N_2 Gasen bei 15 KeV. $\sigma(H \rightarrow H^-)$ ist wesentlich kleiner als die anderen drei, die von gleicher Größenordnung sind. Diese werden im folgenden gleichgesetzt:

$$\sigma_{00} = \sigma_{01} = \sigma_{-1,0} = \sigma.$$

$$\sigma_{0,-1} = \epsilon\sigma; \quad \epsilon < 1$$

Die H^- und H^+ Ionen entstehen in einem festen Verhältnis $\epsilon:1$ zueinander, sie werden zusammen betrachtet, und Bildung und Zerfall des geladenen Zustands wird durch eine Größe ϵ beschrieben.

$W_n(x)$ sei nun die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen längs der Umladestrecke der Länge x genau n Umladeprozesse macht.

$W_0(x)$ ist dann die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen die Strecke x passiert und keinen Umladeprozess erfährt. Dafür gilt die bekannte Beziehung:

$$d W_0(x) = - W_0(x) N \sigma dx,$$

N ist die Anzahldichte der N_2 Moleküle in der Umladestrecke. Integration gibt:

$$W_0(x) = e^{-N\sigma x}; \quad N\sigma x = D_p; \quad D \text{ ist eine Konstante}$$

$W_{\rightarrow n}(x)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen längs der Strecke x mindestens n Umladestöße gemacht hat.

Es gilt:

$$W_{\rightarrow n}(x) = 1 - \sum_{i=0}^{n-1} W_i(x)$$

und damit

$$W_n(x) = \int_0^x \frac{d}{dx'} (W_{\rightarrow n}(x')) W_0(x-x') dx'$$

Rechnet man dies explizit aus, so erhält man:

$$W_n(x) = e^{-N\sigma x} (N\sigma x)^n / (n!)$$

Die mittlere Polarisation $P(B,p)$ nach einer Strecke x_0 ist bei 100 % Anfangspolarisation:

$$P(B,p) = \left(\sum_{n=2}^{\infty} W_n(x_0) p_1^{1/2} \right) / \left(\sum_{n=2}^{\infty} W_n(x_0) \right), \quad n = 2, 4, 6, \dots$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke erhält man dann:

$$P(B,p) = \frac{\cosh(N\sigma x_0 \sqrt{p_1}) - 1}{\cosh(N\sigma x_0) - 1}$$

als expliziten Ausdruck für die Polarisation in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke B und dem Umladepress $p \sim Nx_0$ im Rahmen der gemachten Näherung.

3.4. Vergleich mit der Messung

Fig. 5 zeigt die Messung dieser Abhängigkeit. Die Polarisation P wurde als Streuasymmetrie $\epsilon = PA$ bei elastischer Streuung an einem 100 KeV dicken ^{12}C Target bei 5,1 MeV, $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$ gemessen.

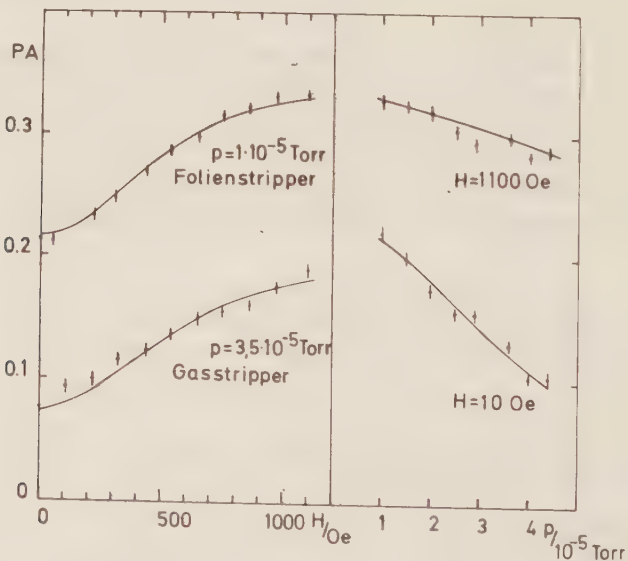


Fig. 5:

Die gemessene Asymmetrie als Funktion der Magnetfeldstärke H im Anlagerungskanal und vom Druck p im Pumpraum, in dem sich der Anlagerungskanal befindet. p ist ungefähr proportional zur Gasichte im Anlagerungskanal.

Die Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke wurde bei kleinem und großem Gasdruck p gemessen, so daß einmal vorwiegend der 2-Stufen Prozeß erfolgt, das andere Mal Mehrstufenprozesse überwiegen, ferner wurde die Abhängigkeit vom Druck bei kleinem und großem Magnetfeld gemessen. Die Meßkurven zeigen das qualitativ zu erwartende Verhalten. Es gelingt jedoch nicht, den Meßdaten eine gerechnete Kurve $PA = P(B, p) \cdot (PA)_0$ mit den 2 Parametern $(PA)_0$ und $P = N \cdot \sigma / p$ gut anzupassen. Das läßt sich erst durch die Zusatzannahme erreichen, daß ein gewisser Bruchteil a der H-Atomzustände nicht die Polarisationsverminderung $P_1(B)$ erfährt, sondern die Polarisation vollständig erhält, so daß $P_1(B)$ übergeht in den Ausdruck: $P_1 \rightarrow (P_1 (1 - a) + a)$

Die eingezeichneten Kurven sind mit den 3 Parametern $(PA)_0 = 0,35$, $D = 1,5 \cdot (10^{-5} \text{ Torr})^{-1}$ und $a = 0,3$ berechnet. (Die in einer früheren Strahlzeit mit einem Gasstripper gemessene Kurve ist mit $(PA)_0 = 0,21$ angepaßt). Die gute Anpassung gelingt nicht, wenn man $a = 0$ setzt und Polarisationsverminderung durch Randfeldeinflüsse annimmt. Die Herleitung der Formel $P(B, p)$ beruht auf starken Näherungen, deswegen sind auch genaue Aussagen über die durch Anpassung ermittelten Parameter nicht möglich, jedoch scheint ein gewisser Bruchteil a der Größenordnung 20 % unabhängig von der Magnetfeldstärke polarisationserhaltend zu sein.

3.5 Abschätzung des Polarisationsgrads

Bei den Streuexperimenten wurden Polarisationsgrade bis zu $P = 0,6$ gemessen.

Der Polarisationsgrad wird im wesentlichen durch folgende 3 Ursachen vermindert: (Die jeweilige Polarisationsverminderung wird durch einen Faktor f angegeben).

1.) Endliches Magnetfeld am Ionisationsort:

Bei 1 KG ist $f_1 = 0,95$ (vgl. 2.1)

2.) Unpolarisierte Protonen aus Restgas im Ionisierer. Dieser Anteil läßt sich durch folgenden Ausdruck annähern:

$$f = \frac{I(6 \text{ Pol ein}) - I(6 \text{ Pol aus})}{I(6 \text{ Pol ein})}$$

Bei sehr guten Verhältnissen war $f_2 = 0,72$

3.) Endliches Magnetfeld im Anlagerungsraum, Einfluß der Mehrfachumladung.

Bei $B = 1 \text{ KG}$ und $p = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$:

$$f_3 = 0,9$$

Der verwendete Atomstrahl ist nach Salzborn praktisch vollständig polarisiert, beim Abstreifen in C-Folien ist keine Polarisationsverminderung zu erwarten, sodaß $P = f_1 \cdot f_2 \cdot f_3 = 0,61$. Dies stimmt mit dem gemessenen Wert gut überein.

Teil 2Untersuchung isobarisch analoger Resonanzen durch elastische Streuung polarisierter Protonen an ^{142}Nd und ^{144}Nd .1. Einleitung

Die Untersuchung der bei Protonenstreuung auftretenden isobarisch analogen Resonanzen im hochangeregten Compoundkern hat sich als ein wertvolles Hilfsmittel der Kernspektroskopie erwiesen [32, 33, 34]. Sie ermöglicht die Messung wichtiger Eigenschaften der dazu isobarisch analogen tiefliegenden Zustände im Kern ($N+1$, $Z-1$), wenn der Compoundkern N Neutronen und Z Protonen hat.

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma(\theta, E)$ bei elastischer Protonenstreuung an Spin 0 Kernen erlaubt, die Energie E_r , Bahndrehimpuls l_r , Breite r_r , Partialbreite $(2J_r+1)r_{pr}$ zu bestimmen. Den Gesamtdrehimpuls J_r erhält man aus $\sigma(\theta, E)$ nur bei sehr ausgeprägten, isolierten Resonanzen, da er bei der Analyse nur in kleinen Termen als Gewicht unterschiedlich eingeht.

Eindeutig erhält man J_r bei zusätzlicher Messung der Polarisation P_1 der gestreuten Protonen [38], oder gleichwertig, bei Messung der Analysierstärke A bei der Streuung polarisierter Protonen mit dem Polarisationsgrad P aus der beobachteten Streuasymmetrie $\epsilon = PA$, da $P_1 = A$. Isolierte Resonanzen geben verschiedene Vorzeichen für die Analysierstärke, je nachdem ob $J_r = l_r + 1/2$ oder $J_r = l_r - 1/2$ ist. Bei überlappenden Resonanzen ist bei genauer Analyse die Bestimmung der J_r Werte gut möglich.

Spinbestimmungen nach dieser Methode wurden bisher durchgeführt an gut getrennten Resonanzen durch P-Messungen von Moore et al. [35] und Fiarman et al. [36] an $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ und $^{144}_{62}\text{Sm}_{82}$ und durch A-Messung mit polarisierten Protonen von Veese et al. [37] an $^{116}_{50}\text{Sn}_{66}$ und $^{120}_{50}\text{Sn}_{70}$ und $^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$ und $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$.

In der vorliegenden Arbeit wird über Asymmetriemessungen an $^{142}\text{Nd}_{82}$ und $^{144}\text{Nd}_{84}$ mit dem Erlanger polarisierten Protonenstrahl berichtet. Die Messung an ^{142}Nd als dem nächst schwereren Spin 0 Kern in der $N = 82$ Schale ergänzt die Messung von Veese, die Bestimmung der Gesamtdrehimpulse der tiefliegenden Zustände von Kernen mit einem Neutron über der abgeschlossenen $N = 82$ Schale. Die Messung an ^{144}Nd ermöglicht den Vergleich der Zustände von Isotopen mit wachsender Neutronenzahl. Insbesondere interessiert bei der Messung an ^{144}Nd die Bestimmung der Parameter von 2 sehr stark überlappenden Resonanzen. Die verwendeten $\sigma(\theta, E)$ Daten sind von Herrn Grosse am Heidelberger MPI gemessen worden [40, 41], der größte Teil der Messung an ^{142}Nd wurde gemeinsam mit Herrn Dr. Wurm und Herrn Dipl. Phys. D. Proetel von MPI Heidelberg durchgeführt und in Nuclear Physics, A106, 99 - 103 (1968) veröffentlicht [39]. Ich möchte mich an dieser Stelle für die freundliche Zusammenarbeit bedanken.

2. Isobarisch analoge Resonanzen

Isobare Analogzustände sind eine Folge der weitgehenden Unabhängigkeit der Kernkräfte von der Ladung. Sie findet ihren Ausdruck im Isospinformalismus [42]. Ein Zustand mit der Isospinquantenzahl T tritt in $2T + 1$ isobaren Kernen auf, deren Neutronen und Protonenzahl (N, Z) durch die Quantenzahl $T_Z = \frac{N - Z}{2} = T, T - 1, \dots, -T$ gegeben ist. Infolge der Coulombenergie E_C und der verschiedenen Neutronen und Protonenmasse liegen die Zustände mit größerem T_Z tiefer. Für die Energiedifferenz Δ benachbarter Kerne gilt: $\Delta = \Delta E_C - (m_n - m_p)c^2$. Für ΔE_C gilt die empirische Formel [43]:

$$\Delta E_C = (1,448 \frac{Z}{A^{1/3}} - 1,03) \text{ MeV.}$$

Ausgeprägte Isospinmultipletts sind bei leichten Kernen seit langem bekannt, bei schweren Kernen wurden sie infolge des großen Beitrags des Coulombpotentials V_C zur Hamiltonfunktion des Korns nicht erwartet, da V_C die Ladungsunabhängigkeit verletzt, bis sie 1961 von Anderson und Wong [32] entdeckt wurden.

Theoretische Begründungen für ihr Auftreten wurden von Lane [44] Robson [45] und Weidenmüller [46] in mehreren Arbeiten gegeben.

Bei schweren Kernen wie ^{143}Nd beträgt $\Delta E_C = 15,52 \text{ MeV}$ [47], so daß die zum Grundzustand und zu den tiefliegenden Zuständen von ^{143}Nd analogen Zuständen in ^{143}Pm mit gleichem T hoch im Kontinuum der sehr dicht liegenden und stark überlappenden Zustände mit der Quantenzahl $T - 1$ liegen. Ihre Energie ist etwa gleich der des Coulombwalls für Protonen, so daß man bei elastischer Protonenstreuung ausgeprägte Resonanzen von 50 bis 100 KeV Breite beobachtet, die eine Interferenz der Resonanzstreuamplitude mit der Coulombstreuamplitude, zu der noch ein Beitrag der Kernstreuamplitude kommt, darstellt. Die Kontinuumszustände liegen so dicht, daß sie im Experiment nicht aufgelöst werden können, in der Kernstreuamplitude ist über sie gemittelt.

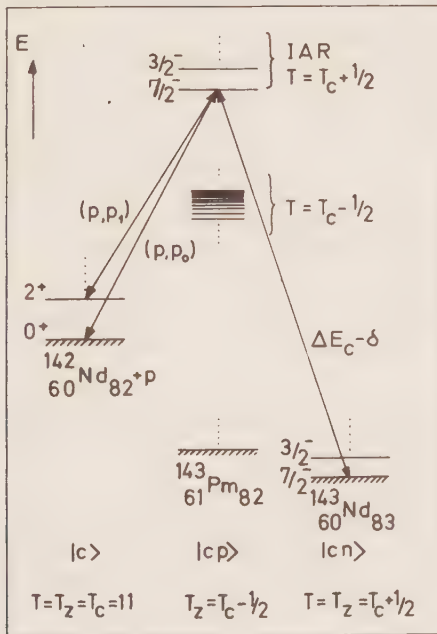


Fig. 6 Energieniveauschema der beteiligten Kerne.

Fig. 6 dient zur Erläuterung der üblichen Nomenklatur; Der mit $|c\rangle$ bezeichnete Targetkern im Grundzustand ^{142}Nd hat den Isospin $T = T_z = T_c$. Der Compoundkern ^{143}Pm wird mit $|cp\rangle$ bezeichnet, er hat $T_z = T_c - \frac{1}{2}$, im Kontinuum der Zustände mit $T = T_c - \frac{1}{2}$ liegen die $T = T_c + \frac{1}{2}$ Resonanzzustände, die isobar analog zu den tiefliegenden ^{143}Nd Zuständen sind, dem $|cn\rangle$ System, mit den Quantenzahlen $T = T_z = T_c + \frac{1}{2}$. Für die Analogresonanzen im $|cp\rangle$ System wird zuweilen der Name "daughter analogue" gebraucht, während die dazu analogen Zustände im $|cn\rangle$ System mit "parent analogue state" oder "Urbildzustand" bezeichnet werden.

Die $T = T_c + \frac{1}{2}$ Zustände kann man am selben Targetkern $|c\rangle$ auf 2 Weisen spektroskopieren:

im $|cp\rangle$ System mit Hilfe elastischer und inelastischer Protonenstreuung,

im $|cn\rangle$ System über Neutronenanlagerungsreaktionen, v.a. die (d,p) Reaktion:

Die einzelnen Protonengruppen entsprechen der Energie E_x der verschiedenen Zustände. Untersucht man deren Winkelverteilung mit einer DW BA Analyse so bekommt man Bahndrehimpulse l und Spektroskopische Faktoren S der Zustände. Bei einer $(d,p\gamma)$ Reaktion, bei der p und γ in Koinzidenz nachgewiesen werden, sind bei Beachtung der Auswahlregeln für γ -Übergänge und bei bekannten Spins einiger tiefliegender Zustände eindeutige Spinzuzuordnungen möglich. Mit dieser Methode wurden während dieser Arbeit die Spins der ^{143}Nd Zustände von Christensen et. al. [50] bestimmt.

5. Zur Analyse der elastischen Protonenstreuung bei isobarisch analogen Resonanzen

Die elastische Streuung von Protonen an Spin 0 Kernen wird zweckmäßig durch eine 2×2 Streumatrix M beschrieben [42, 52]. Deren allgemeine Form lautet bei Berücksichtigung der Paritätsinvarianz

$$M = g \cdot E + h (\underline{\sigma} \cdot \underline{n})$$

g und h sind Streuamplituden

E und $\underline{\sigma}$ sind die 2×2 Einheitsmatrix und der Vektor der Pauli-Spinmatrizen $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$.

$\underline{n}$ ist ein Einheitsvektor senkrecht zur Streuebene.

$$\underline{n} = (\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}) / |\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{fin}|$$

Die Vorzeichenwahl erfüllt die Baselkonversion [51].

Für die Streuung von Protonen der Polarisierung $\underline{P}$ gilt dann
 $\sigma(\theta, \underline{P}) = |g|^2 + |h|^2 + 2\text{Re}(gh^*) (\underline{P} \cdot \underline{n})$

Ist die Polarisationsrichtung von $\underline{P}$ einmal parallel und einmal antiparallel zu $\underline{n}$, so bezeichnen sie die zugehörigen Wirkungsquerschnitte mit σ_+ und σ_- .

Dann gilt für die bei der Messung beobachtete Streuasymmetrie

$$\epsilon = PA = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-) = P \cdot 2\text{Re}(gh^*) / (|g|^2 + |h|^2).$$

A heißt die Analysierstärke, sie ist wegen der Zeitumkehrinvarianz gleich der Polarisierung P_1 , die man bei der Streuung eines unpolarisierten Strahls erhalten würde. Bei Entwicklung der Streuamplituden nach Kugelfunktionen, d.h., nach Partialwellen mit bestimmtem Bahndrehimpuls l erhält man

$$\begin{aligned} g &= -n / (2k \sin^2(\theta/2)) e^{-in \ln(\sin^2(\theta/2))} + \\ &+ 1/k \sum_{l, J=1+1/2}^{\infty} (J+1/2) f_{lJ} e^{2i w_l} P_1^0(\cos \theta) \\ h &= -i/k \sum_{l, J=1+1/2}^{\infty} (-1)^{(J+1+1/2)} f_{lJ} e^{2i w_l} P_1^1(\cos \theta) \end{aligned}$$

θ ist der Streuwinkel im CMS.

$k = mv/\hbar$; m ist die reduzierte Masse, v die Relativbewegung

$n = Ze^2/(\hbar v)$ ist der Coulombparameter der Rutherfordstreuung

$P_1^0(\cos \theta)$ und $P_1^1(\cos \theta)$ sind die Legendrepolynome 0. und 1.

Grades.

$w_l = \sum_{t=1}^l \arctg(n/t)$; $w_0 = 0$, sind die Coulombphasen

$f_{1J}(E)$ ist die Partialwellenstreuamplitude, sie wird als Funktion der Streuphase δ_{1J} dargestellt:

$$f_{1J} = i/2(1 - e^{2i\delta_{1J}})$$

Zur Beschreibung einer isolierten Analogresonanz kommt nach Robson [45] zu dem die nichtresonante Streuung am Kernpotential kennzeichnenden Term $(1 - e^{2i\delta_{1J}})$ ein der Analogresonanz zugeordneter Breit-Wigner Term dazu:

$$f_{1J}^{IAR} = i/2(1 - e^{2i\delta_{1J}} - e^{2i(\xi_{1J} + \phi_{1J})} i\Gamma_p / (E_r - E - (i/2)\Gamma))$$

$$\xi_{1J} = \text{Re}(\delta_{1J})$$

ϕ_{1J} : eine reelle Resonanzstreuphase, die klein ist

E_r : Resonanzenergie

Γ : Resonanzbreite

Γ_p : Partialbreite der Resonanz für den elastischen Kanal.

Numerische Rechnung von Robson unter Zugrundelegung eines optischen Modells nach Rosen zeigen nun, daß bei den für die IAR typischen, in der Nähe des Coulombwalls liegenden, Protonenenergien die Kernstreuphasen δ_{1J} noch keinen sehr großen Beitrag liefern.

Das rechtfertigt den näherungsweisen Ansatz von Brentano [41]:

$$g = \rho e^{i\phi} - 1/(2k) \sum_r (J_r + 1/2) e^{2i\xi_{1r}} i\Gamma_{pr} / (E - E_r + (i/2)\Gamma_r) P_{1r}^0(\cos\theta)$$

$$h = (i/2k) \sum_r (-1)^{(J_r + 1/2)} e^{2i\xi_{1r}} i\Gamma_{pr} / (E - E_r + (i/2)\Gamma_r) P_{1r}^1(\cos\theta)$$

Die Formel gilt für mehrere Resonanzen r , solange sich nur nicht 2 mit gleichem J und l Wert stark überlagern. Man erhält diesen Ansatz als Grenzfall der obigen Formel, wenn man alle Kernstreuphasen gleich Null setzt. $\rho e^{i\phi}$ ist dann gleich dem Coulombterm und ξ_{1r} wird die Coulombphase w_1 (ϕ_{1J} wird gleich Null, wenn δ_{1J} Null wird [38]).

In dem realistischen Fall enthält $\rho(E, \theta)$ und $\phi(\theta)$ eine Mittelung über Coulomb und Potentialstreuung.

Die Streuamplitude h enthält keinen Beitrag h_{pot} der Potentialstreuung. Diese Vereinfachung ist dann richtig, wenn:

$\delta_{1,J} = 1+1/2 - \delta_{1,J} = 1-1/2 \approx 0$. Man erhält dann außerhalb des Resonanzbereichs $P_1 = A = 0$. Beobachtet man trotzdem eine Analysierstärke, so zeigt dies den Mangel der Näherung (vgl. ^{144}Nd). Von Robson wurde mit optischen Modellparametern für $\theta = 150^\circ$ und $E = 10 \text{ MeV}$ $A_{\text{pot}} = -0,05$ berechnet. Bei 90° sollte A_{pot} praktisch 0 sein. Diese Phasen $\phi(\theta)$ und $\xi_{1r} = (w_1 + \text{Re } \delta_{1j} + \phi_{1j})$ gehen in die Observablen $\sigma(\theta)$ und A nur als Differenz ein:

$$\alpha_{1r}(\theta) = 2\xi_{1r} - \phi(\theta)$$

Die einzelnen Größen sind also nur bis auf eine additive Konstante bestimmt. Als Folge der Näherung ist die θ - Abhängigkeit für alle Resonanzen gleich. Die $\alpha_{1r}(\theta)$ Werte wurden von Grosse [40] aus den $\sigma(\theta, E)$ Meßdaten bei $^{142}\text{Nd}(p, p_0)$ für 4 Resonanzen gefittet. Sie zeigen für die verschiedenen Resonanzen r praktisch die gleiche Abhängigkeit vom Streuwinkel θ und unterscheiden sich nur um eine additive Konstante.

Die Phasen α_{1r} sind im interessierenden Energiebereich bis auf Abweichungen von maximal $+50^\circ$ bei Rückwärtswinkeln und großer Energie (11,2 MeV) ungefähr gleich den nur durch den Coulombparameter gegebenen Phasen:

$$\alpha_{c,1r}(\theta) = 2w_1 - \eta \cdot \ln(1/\sin^2 \theta/2) - \pi$$

Die in Heidelberg mit verschiedenen optischen Modellen ausgerechneten Phasen zeigen gleiche oder kleinere Abweichungen (priv. Mitteilung von Herrn Wurm). α_c kann also bereits zu einer groben Näherung der Resonanzform verwendet werden.

Bei der Analyse der gemessenen $\sigma(\theta, E)$ und $A(\theta, E)$ Werte werden $\rho(\theta, E)$ und $\phi(\theta)$ als Fitgrößen für die Potentialstreuung, $\xi_{1r}, E_r, r_r, r_{pr}, l_r, J_r = l_r \pm 1/2$ als Fitgrößen für die Resonanzen aufgefaßt. $\rho(\theta, E)$ wird für jeden Winkel θ als Polynom in E angesetzt.

Die expliziten Ausdrücke lauten:

$$\sigma(\theta) = |g|^2 + |h|^2; A = P_1 = 2(\operatorname{Re} gh^*)/\sigma(\theta)$$

$$\begin{aligned} |g|^2 = & \rho^2 - (\rho/k) \sum_{\mu} (J_{\mu} + 1/2) \Lambda_{\mu} \cos(\beta_{\mu}) \sin(\alpha_{\mu} + \beta_{\mu}) P_{1\mu}(\cos\theta) \\ & + 1/(4k^2) \sum_{\mu} (J_{\mu} + 1/2)^2 \Lambda_{\mu}^2 \cos^2(\beta_{\mu}) (P_{1\mu}(\cos\theta))^2 \\ & + 1/(2k^2) \sum_{\mu > r} (J_{\mu} + 1/2)(J_r + 1/2) \Lambda_{\mu} \Lambda_r \cos(\beta_{\mu}) \cos(\beta_r) \cdot \\ & \cdot \cos(\alpha_{\mu} - \alpha_r + \beta_{\mu} - \beta_r) P_{1\mu}(\cos\theta) P_{1r}(\cos\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |h|^2 = & 1/(4k^2) \sum_{\mu} \Lambda_{\mu}^2 \cos^2(\beta_{\mu}) (P_{1\mu}^{(1)}(\cos\theta))^2 + \\ & + 1/(2k^2) \sum_{\mu > r} (-)^{(J_{\mu} + J_r + 1_{\mu} + 1_r + 1)} \Lambda_{\mu} \Lambda_r \cos(\beta_{\mu}) \cos(\beta_r) \\ & \cdot \cos(\alpha_{\mu} - \alpha_r + \beta_{\mu} - \beta_r) P_{1\mu}^{(1)}(\cos\theta) P_{1r}^{(1)}(\cos\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2 \operatorname{Re}(gh^*) = & \rho/k \sum_{\mu} (-)^{(J_{\mu} + 1_{\mu} + 1/2)} \Lambda_{\mu} \cos(\beta_{\mu}) \cos(\alpha_{\mu} + \beta_{\mu}) P_{1\mu}^{(1)}(\cos\theta) \\ & - 1/(2k^2) \sum_{\mu > r} (J_{\mu} + 1/2)(J_r + 1_r + 1/2) \Lambda_{\mu} \Lambda_r \cos(\beta_{\mu}) \cos(\beta_r) \\ & \cdot \sin(\alpha_{\mu} - \alpha_r + \beta_{\mu} - \beta_r) P_{1\mu}(\cos\theta) P_{1r}^{(1)}(\cos\theta) \end{aligned}$$

$$\text{mit } \Lambda_r = 2r_p/r_r, \operatorname{tg}(\beta_r) = 2(E - E_r)/r_r, \alpha_r = 2\xi_{1r} - \phi$$

Läßt man die kleinen, in (r_p/r) quadratischen Ausdrücke weg, so bekommt man als Näherung eine einfache Formel, mit der man die ungefähre Form der Kurve leicht von Hand ausrechnen kann.

Inzwischen wurden die Formeln von Herrn Dipl. Phys. K. Wienhard für die Rechenmaschine der Firma Siemens, Typ Siemens 2002, programmiert, wobei für $\rho(\theta, E)$ ein Polynom 2. Grades in E angesetzt wird, um $\sigma(\theta, E)$ und $A(\theta, E)$ für gegebene Parametersätze auszurechnen. Ein Suchprogramm ist sehr aufwendig. Bei 2 Winkeln θ

und 4 Resonanzen hat man bereits 16 kontinuierlich variable Parameter.

4. Die Asymmetriemessung an ^{142}Nd und ^{144}Nd

Die Meßanordnung, soweit sie den polarisierten Protonenstrahl betrifft, wurde bereits im Teil I ausführlich beschrieben. In die "Ortec" - Streukammer tritt, durch eine $1.5 \times 5 \text{ mm}^2$ große Blende begrenzt, ein polarisierter Protonenstrom von 100 bis 300 PA und 50 bis 60% Polarisation P (vgl. 4.4). Er passiert das dünne Target und wird hinter der Streukammer in einer Faradaytasche eingefangen. Die Asymmetriemessungen an ^{142}Nd und ^{144}Nd wurden mit 4 Zählern bei den Streuwinkeln $\theta = +90^\circ$ und $\theta = +150^\circ$ durchgeführt. Das Target wurde dabei um 30° schräg gestellt. Diese Winkel wurden gewählt, da hier die besonders interessierenden $l = 1$ und $l = 3$ Resonanzen große $\sigma \cdot A^2$ Werte haben. Die Messung mit Zählerpaaren erschien zweckmäßig, da dann keine Anforderungen an die Genauigkeit der Stromintegration und Targethomogenität gestellt werden, dies erschien bei den zu erwartenden langen Meßzeiten sinnvoll. Wegen der geringen Strahlstromstärke wurden Zählerraumwinkel und Targetdicke möglichst groß gewählt um in der zur Verfügung stehenden Meßzeit viele Meßpunkte mit kleinem statistischen Fehler zu bekommen.

4.1. Targets

Die Targetdicken sind begrenzt durch die Forderung, daß die Resonanzstrukturen mit Breiten $\Gamma_r = 40 \text{ KeV}$ bis 100 KeV noch genügend gut aufgelöst werden. Will man nur den Spin einer Resonanz bestimmen und sind die Formen der beiden möglichen Asymmetrieregungsfunktionen gut bekannt, so kann man Targetdicken verwenden, deren Energieverschmierung ΔE maximal gleich der Resonanzbreite Γ_r ist. Die verwendeten Nd-Targets waren von Herrn Wurm und Herrn Proetel im Targetlabor des Heidelberger MPI hergestellt. Es waren zunächst gedampfte, metallische Targets auf dünner Kohlenstoff-Folie von einigen $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke, sie mußten in Argon Schutzgas und bei tiefer Temperatur (-30°C) aufbewahrt werden, da Nd an Luft sofort oxydiert. Später gelang es sehr schöne, homogene und verhältnismäßig unempfindliche Folien aus Nd_2O_3 mit Dicken bis zu $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ herzustellen. Dazu wurden etwa $0,5 \text{ g Nd}_2\text{O}_3$

aus einem von außen geheizten Bornitridtiegel auf eine Glasplatte gedampft die vorher mit dem Ablösemittel Betain bestrichen und mit einer dünnen Kohleschicht bedampft war. Um Spannungen in den Folien zu vermeiden, wurden, über mehrere Stunden verteilt, kleine Mengen aufgedampft. Die Folien wurden im Wasserbad abgelöst. Durch Aufeinanderlegen von 2 Folien wurden einige Targets doppelter Stärke hergestellt. Die Isotopenreinheit war jeweils größer als 98 %.

4.2. Protonennachweis, Zähler, Elektronik, Spektren

In der ersten Strahlzeit wurden Heidelberger Lithium-gedriftete Zähler verwendet, dann die in unserem Zählerlabor hergestellten Si - Oberflächensperrschichtzähler. Sie sind in günstigen Fällen gerade in der Lage 11,5 MeV Protonen zu stoppen. Sie wurden in 7.5 cm Abstand vom Target aufgestellt, durch eine Blende wurde ein $13 \times 16 \text{ mm}^2$ große Zählfläche ausgeblendet. Das entspricht einem Raumwinkel von $3,65 \cdot 10^{-2}$ sterad und einer Winkelauflösung von $\Delta\theta = \pm 5^\circ$. Diese geringe Winkelauflösung stört nicht, da die Winkelverteilung durch die Legendrepolynome der Resonanz gegeben ist und einen glatten Verlauf zeigt. Ein vor die Zählerblende gesetztes Röhrchen sorgt für die Abschirmung diffuser Protonen. Um deren Anteil klein zu halten, war nach der Strahlblende am Streukammereingang eine Antistreublende angebracht.

Die verwendete Elektronik ist in der Diplomarbeit von Herrn Schlick ausführlich beschrieben. Die elektrischen Impulse aus den 4 Halbleiterzählern werden gleich bei der Streukammer durch ladungsempfindliche Vorverstärker (Tennelec) in Spannungsimpulse überführt, in den Meß- und Kontrollraum geleitet und durch Ortec-Multimode-Verstärker () umgeformt, nachverstärkt, und in 4 unabhängigen 128 Kanal-Analysatoren (ND 110) registriert. Eine mit der Stromintegration verbundene Start-Stop Einrichtung sorgt für gleichzähliges Ein und Ausschalten der Meßzweige, die gemessenen Spektren werden in einem weiteren Vielkanal transferiert, auf Lochstreifen ausgegeben, und gleich mit einer Schreibmaschine ausgedruckt.

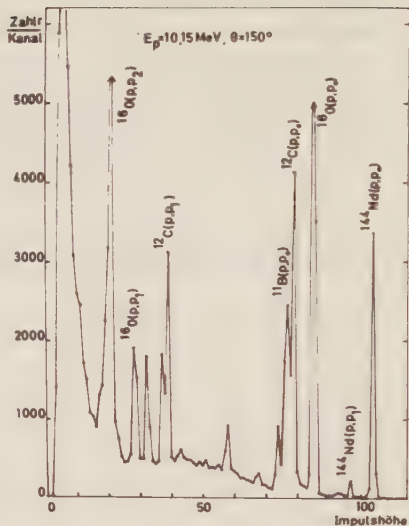
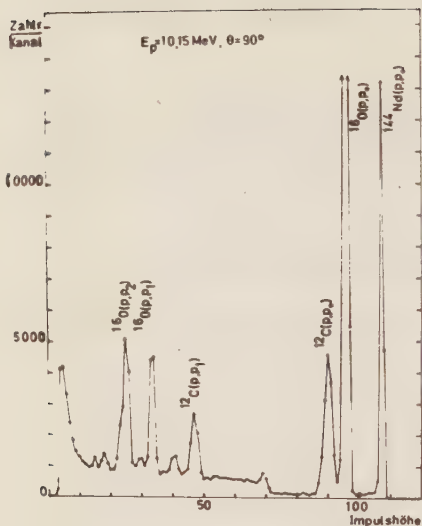


Fig. 7 und 8 Impulshöhenspektrum bei $\theta = 90^\circ$

"

bei $\theta = 150^\circ$

Fig. 7 und Fig. 8 zeigt ^{144}Nd Spektren bei 90° und 150° . Die ^{142}Nd Spektren sehen ganz entsprechend aus. Der Nd Peak ist gut getrennt und sitzt in wenigen Kanälen. (1 Kanal entspricht etwa 100 KeV Protonenenergie). Es wurde über eine einheitliche Anzahl Kanäle (meistens 4) summiert, Untergrundkorrekturen wurden nicht angebracht.

4.3. Anzeigeverhältnis der Zählerpaare

Das Zähleranzeigeverhältnis α wurde gemessen, nachdem bei sonst unveränderten Verhältnissen die Polarisationsrichtung vertauscht wurde, dann gilt:

$$\alpha = ((Z^+Z^-)_{\text{rechts}} / (Z^+Z^-)_{\text{links}})^{1/2}$$

Folgende andere Meßtechnik, die jedoch nur bei guter Spannungsfestigkeit des Beschleunigers angewendet werden konnte, erwies sich als zweckmäßig: Man nimmt zuerst bei der höchsten Protonen-

energie, bei der gemessen werden soll, das Spektrum an einem Goldtarget auf (in genau gleicher Stellung wie das Nd Target, Dieses zeigt nur die elastische Linie und eignet sich sehr gut dazu die Zähler zu prüfen. Zeigten alle schöne Spektren, dann blieb während der ganzen Messung das Anzeigeverhältnis konstant und stimmte mit dem Goldanzeigeverhältnis überein. Wegen der größeren Dicke des Goldtargets wird so α schneller und mit großer statistischer Genauigkeit gemessen.

4.4. Messung

Die Messungen wurden in 4 Strahlzeiten von je 2 Tagen durchgeführt, die beiden ersten Strahlzeiten gemeinsam mit Herrn Wurm und Proetel.

Die Ergebnisse für ^{142}Nd zeigt Fig. 9, die für ^{144}Nd Fig. 10. Aufgetragen ist die Analysierstärke

$$A = \epsilon/P = (1/P) (Z_{\text{rechts}} / (\alpha Z_{\text{links}} - 1) / (Z_{\text{rechts}} / (\alpha Z_{\text{links}} + 1))$$

über der Protonenenergie (Heidelberger Energieeichung.)

Die Messung an ^{142}Nd ist aus mehreren Messungen bei unterschiedlichen Versuchsbedingungen zusammengesetzt, die Messung bei ^{144}Nd erfolgte im Zusammenhang.

In der ersten Strahlzeit wurden mit einem metallischen ^{142}Nd Target ($0,3 \text{ mg/cm}^2$, $\Delta E = 9 \text{ KeV}$) bei 4 ausgeprägten Resonanzen von 9.3 bis 11.2 MeV gemessen (dünne Punkte). Sie ergab die J^π Werte $\frac{7^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$, $\frac{1^-}{2}$, $\frac{5^-}{2}$; (s.u.). Bei 10.9 MeV zeigte sich eine kleine, durch 2 Punkte bei 90° belegte Resonanz. Diese wurde in der zweiten Strahlzeit mit etwas dickerem Oxydtarget ($E = 15 \text{ KeV}$) in engen Schnitten und mit besserer Statistik gemessen und als $\frac{9^-}{2}$ analysiert (s.u.). Bei dieser Messung waren die Kohlenstofffolien in der Tandemhochspannungselektrode defekt, deshalb mußte das Abstreifen in Gas erfolgen, so daß bei halber Strahlpolarisation gemessen werden mußte. In der dritten Strahlzeit wurde ^{144}Nd mit einem $1,5 \text{ mg/cm}^2$ (30 KeV) Target grob durchgemessen, die Messung mußte bei 10,7 MeV in der Resonanz abgebrochen werden und wurde in der letzten Strahlzeit mit dem gleichen Target wiederholt. Die 2 Messungen stimmen

gut überein. Die Meßpunkte sind zum Teil Mittelwerte aus mehrfacher Messung. Am Ende dieser Strahlzeit wurde noch bei ^{142}Nd der Bereich ab 11,2 MeV mit einem 60 KeV dicken Target (3 mg/cm^2) grob durchgemessen, wegen einer zu großen Zahl von Tank und Rohrüberschlägen mußte die Messung bei 11,45 MeV abgebrochen werden.

4.5. Fehlerdiskussion

a. Statistischer Fehler

Der in die Meßpunkte eingezeichnete statistische Fehler $\Delta A = 1/P \cdot \Delta \epsilon$ hängt vom statistischen Fehler der Zählraten Z_r und Z_l und vom statistischen Fehler des Anzeigeverhältnisses α ab. Da $\alpha \approx 1$ und $|\epsilon| \ll 1$, gilt:

(1) für den Fall, daß α mit sehr großen statistischen Genauigkeiten gemessen wurde:

$$\Delta \epsilon = (2\bar{Z})^{-1/2}, \quad \bar{Z} = 1/2(Z_r + Z_l)$$

(2) für den Fall, daß α mit gleicher statistischer Genauigkeit oder durch Vertauschen der Polarisationsrichtung in einer, gleich langen 2. Messung gemessen wurde:

$$\Delta \epsilon = (\bar{Z})^{-1/2}$$

Deswegen wurde, wo immer es möglich war, aus den gemessenen Anzeigeverhältnissen ein Mittel gebildet, so daß Fall (1) gilt.

Diese Formeln erhält man unmittelbar durch Einsetzen der Ausdrücke in das Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\Delta \epsilon(Z) = \left(\sum_i (\Delta \epsilon_i)^2 (\Delta Z_i)^2 \right)^{1/2}, \quad (\Delta Z_i)^2 = Z_i$$

b.) Auswertefehler

Bei gutem Spektrum ist die Wahl der Grenzen für die Integration des elastischen Peaks nicht kritisch, wichtig ist nur, daß es dieselben sind wie bei der Auswertung des Anzeigeverhältnisses. In den ersten Strahlzeiten gab es jedoch im Bereich hoher Energien (ab ca. 11 MeV) Änderung der Spektren. Die Dioden stoppten

nicht mehr richtig und die scharfen Peaks bekamen links eine weniger steil abfallende Flanke. Mißt man das sich ändernde Anzeigeverhältnis mit derselben Energie und demselben Target, dann ist ϵ mit dem größeren statistischen Fehler belastet. Mißt man es mit Gold, dann hat man zwar kleinere statistische Fehler, aber infolge der etwas anderen Form des Spektrums ist dann die Integrationsgrenze nicht genau festgelegt. Das Anzeigeverhältnis kann systematische Fehler der Größe $\Delta\epsilon \approx 0,02$ verursachen, die relative Lage von Nachbarpunkten sollte jedoch richtig kommen. Nach dieser Methode wurde ab der 2. Strahlzeit verfahren.

c.) Unterschiedliche Targetbeleuchtung

Wandert der Schwerpunkt des Strahlflecks um den Betrag $\pm \delta$ auf dem Target nach rechts oder links, so sehen die Zähler im Abstand r den Strahlfleck unter verschiedenem Streuwinkel Θ und unter verschiedenem Raumwinkel Ω . Eine einfache Diskussion der geometrischen Verhältnisse ergibt:

$$\Delta\epsilon = \left[\frac{1}{\sigma(\Theta)} \cdot \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Theta} \right) \cos \Theta + 2 \sin \Theta \right] \cdot \frac{\delta}{r}$$

Beim 90° Zähler trägt nur der 2. Term bei, bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln überwiegt der 1. Term. Da man bei kleinen Winkeln Θ praktisch nur Rutherfordstreuung hat ($\sigma_R \sim 1/\sin^4(\frac{\Theta}{2})$), gilt dann für den ersten Term:

$$\Delta\epsilon_R = 2 \operatorname{ctg}\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cos \Theta \cdot \frac{\delta}{r}$$

Um δ zu messen, wurde in der 1. Strahlzeit bei $\Theta = 30^\circ$ ein Zählerpaar aufgestellt. Schwankungen von $\Delta\epsilon$ waren etwa $\pm 0,01$ bei $r = 10$ cm, daraus folgt: $\delta \approx 0,1$ mm, d.h. sehr klein. Bei Rückwärtswinkeln im Bereich der Analogresonanzen ist die winkelabhängigkeit viel schwächer, so daß der Fehler durch Strahlfleckschwankungen $\Delta\epsilon < 0,005$ ist.

d.) Strahlpolarisation

Der Polarisationsgrad P des Strahls wurde von Herrn G. Hartmann [21] an C^{12} gemessen. Jedoch ist zur Spinbestimmung die genaue

Kenntnis von P nicht nötig. (Man würde bei der Analyse von A allein falsche Werte von r_{pr} bekommen). Wichtiger ist vielmehr die Konstanz von P. P ändert sich, wenn zum polarisierten Protonenstrahl verschieden große Anteile unpolarisierter Protonen beigemischt sind. Ursachen dafür sind Änderungen des Vakuums im Ionisiererraum, z.B. Lufteinbruch oder Änderung der Extraktionsbedingung. Zur Überwachung der Polarisierung wurde das Verhältnis

$$\frac{I_{6Pol\ ein} - I_{6Pol\ aus}}{I_{6Pol\ ein}}$$

gemessen, es ist proportional der Strahlpolarisation. Bei Änderung des Verhältnisses wurde damit korrigiert.

e.) Energie des Protonenstrahls

Bei den Messungen zeigte sich, daß die Energieeichung des Tandembeschleunigers im betrachteten Energiebereich auf etwa 10 KeV mit der des Heidelberger Tandems übereinstimmt. Durch Vergleich von $\sigma(150^\circ)$ an geeigneten Resonanzstellen wurde die Energie angepaßt; der Hauptteil der Energieverschiebung rührt von der Targetdicke her. Bei engen Resonanzstrukturen z.B. ^{142}Nd , 10.9 MeV wurden die Meßpunkte im Zusammenhang und mit möglichst wenig veränderter Ionenoptik gemessen.

5. Ergebnisse und Diskussion

142
S.1. Nd (p,p₀)
60 82

Fig. 9 zeigt die gemessenen Werte der Analysierstärke

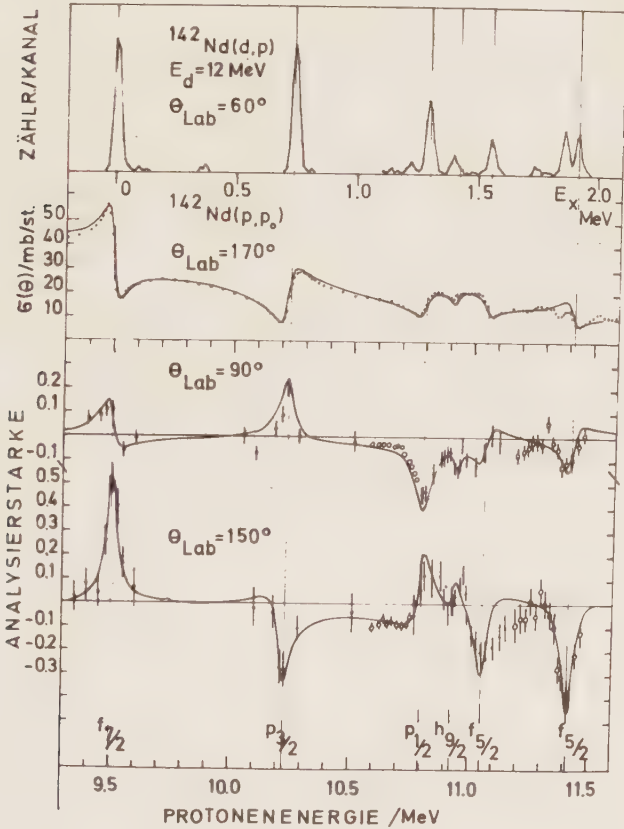


Fig. 9 Gemessene Analysierstärke A von ^{142}Nd für 90° und 150° als Funktion der Protonenenergie E_p . Zum Vergleich mit aufgetragenen Heidelberger Messung von $\sigma(\theta = 170^\circ)$ und ein (d,p) Spektrum, um die Lage der Resonanzen zu veranschaulichen. Die in σ und A eingezeichnete Kurve ist mit den in Tabelle 2 gegebenen Parametern gerechnet.

A für $\theta = 90^\circ$ und 150° als Funktion der Protonenenergie E_p , ferner eine Heidelberger Messung von $\alpha(170^\circ)$ [40] und ein im Energiemaßstab angepaßtes (d,p) Spektrum [54]. Wenn man für alle Zustände in ^{143}Nd denselben Wert für die Coulombenergieverschiebung ΔE_c zwischen $|cp\rangle$ und $|cn\rangle$ Zuständen annimmt, dann müssen die Lagen der Resonanzen übereinstimmen. Dies ist weitgehend erfüllt, lediglich die $l = 5$ Resonanz weicht etwas ab.

Die zu den Meßwerten eingetragene gerechnete Kurve für A und σ wurde mit dem in Tabelle 1 angegebenen Parametersatz und dem in Abschnitt 3 beschriebenen Rechenprogramm gewonnen. Für die 4 ersten ausgeprägten Resonanzen sind es im wesentlichen die von Herrn Grosse [40] aus der Analyse von $\sigma(\theta)$ ermittelten Resonanzparameter, jedoch zeigt die 3. Resonanz bei 10.795 MeV eindeutig den J^π Wert $\frac{1}{2}^-$, die $\sigma(\theta)$ Analyse ließ $\frac{3}{2}^-$ wahrscheinlicher erscheinen. Dies uns damals überraschende Ergebnis wurde kürzlich von Christensen et. al. [50] aus (d,p γ) Koinzidenzmessungen bestätigt, ebenfalls haben Veese et al [37] bei elastischer Streuung polarisierte Protonen an den isobaren Kernen $^{138}_{56}\text{Ba}_{82}$ und $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ die entsprechende Resonanz als $\frac{1}{2}^-$ identifiziert. Die Resonanz bei $E_p = 10.93$ MeV zeigt sich im elastischen Wirkungsquerschnitt nur schwach, so daß der Bahndrehimpuls l nicht zweifelsfrei bestimmt werden konnte. Jedoch ist die Parität ungerade, ansonsten würde die Resonanz bei $\theta = 90^\circ$ nicht zu A beitragen ($P_l^1(\theta = 90^\circ) = 0$ für $l = 1, 3, 5, \dots$) $l = 3$ kann ausgeschlossen werden, da sie nicht die für $l = 3$ typische Form zeigt, die (d,p) Winkelverteilung fordert $l > 1$, ferner kann man $l \geq 7$ ausschließen, da die Einteilchenbreite eine Größenordnung kleiner als die gemessene Partialbreite wäre. Deshalb bleibt $l = 5$ übrig. Die Phase α_{1r} für diese Resonanz wurde zunächst als reine Coulombphase angesetzt. Einen verbesserten Wert, der jedoch nicht sehr stark abweicht, gab eine optische Modellrechnung (priv. Mitteilung von Herrn Wurm). Mit dieser Phase wurde auch die schwach erkennbare Struktur in den $\sigma(\theta)$ Messungen richtig wiedergegeben. Mit der Annahme $\frac{9}{2}^-$ wird die A-Messung gut wiedergegeben.

Bei den Resonanzen oberhalb 11.1 MeV, die von Grosse nicht mehr analysiert wurden, konnte nur die Resonanz bei 11.41 MeV bei der groben Messung mit einem 50 KeV dicken Target eindeutig

zu $\frac{5}{2}^-$ bestimmt werden.

Die Resonanz bei 11.35 MeV liegt am Rand der 11.41 MeV Resonanz, sie zeigt keinen auffälligen Beitrag zur Analysierstärke. Die $\sigma(\theta)$ Messung ist unvollständig, das Verhalten stimmt weder mit $l = 1$ noch $l = 3$ gut überein. Aus der (d,p) Analyse wird von Wiedner et al [49] $l = (1)$ angegeben, von Christensen et al [50] $l = (3)$. Möglicherweise ist es eine Überlagerung zweier Resonanzen, wobei kein sehr ausgeprägter Beitrag zur Analysierstärke auftritt. Infolge der Ungenauigkeit der Meßdaten ist eine genaue Analyse hier nicht möglich.

In Fig. [14] sind die Spinfohlen der analogen tiefliegenden Zustände von 4 isobaren $N = 83$ Kerne mit gerader Protonenzahl angegeben. Aufgetragen sind die Anregungsenergien E_x der Zustände, ferner die Breite Γ und die relative Partialbreite Γ_p/Γ der Zustände bei Beobachtung als Analogresonanz. Man erkennt den systematischen Zusammenhang, die Zustände finden sich bei den Nachbarkernen wieder, jedoch etwas in der Energie verschoben. Die Anregungsenergie nimmt mit wachsender Protonenzahl zu, und zwar offensichtlich um so mehr, je kleiner der Spin ist. Bei ^{144}Sm wurde das $\frac{1}{2}^-$ Niveau bei 1.62 MeV von Christensen [50] identifiziert, die eingetragenen Resonanzparameter wurden aus $\sigma(\theta)$ Daten von Marouchian et. al. [57] ausgerechnet.

Tabelle 2

$^{142}\text{Nd} (p, p_0)$

Resonanzparameter

$E_p, \text{Lat}/\text{MeV}$	J	l	Γ/KeV	Γ_p/KeV	ξ
9,497	$7/2$	3	54	10,3	1,69
10,228	$3/2$	1	76	23,4	-0,235
10,795	$1/2$	1	75	22,7	-0,315
10,930	$9/2$	5	30	1	-0,38
11,052	$5/2$	3	59	5,4	1,865
11,410	$5/2$	3	50	6,0	1,70

5.2. $^{144}\text{Nd} (p, p_0)$

Fig. 12 zeigt die von Grosse [40] gemessenen $^{144}\text{Nd} (p, p_0)$ $\sigma(\theta, E)$ Ausgangsfunktionen, Fig. 10 die dazu gemessenen Anregungsfunktion der Analysierstärke.

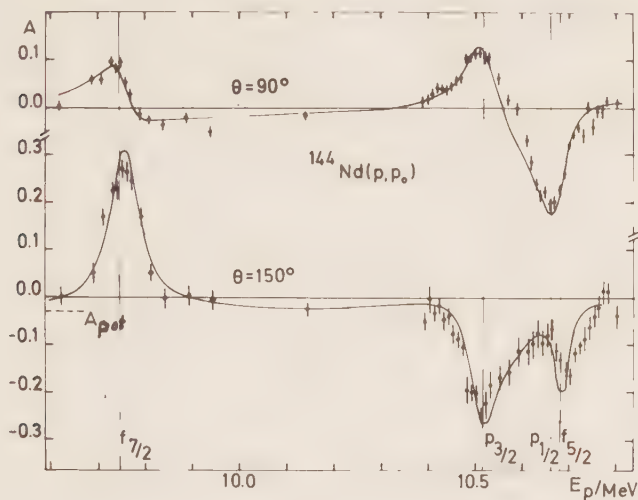


Fig. 10 Gemessene Analysierstärke A für ^{144}Nd bei $\theta = 90^\circ$ und $\theta = 150^\circ$ als Funktion der Protonenenergie. Die eingezeichnete Kurve ist mit den Parametern von Tabelle 3 gerechnet.

Analysiert waren nur die ersten beiden ausgeprägten Resonanzen bei 9.745 und 10.515 MeV, da die 3. Resonanz bei 10.67 MeV offensichtlich aus 2 stark überlappenden Resonanzen besteht: $\sigma(90^\circ)$ zeigt keine Resonanzstruktur, demnach muß 1 ungerade sein. Sie zeigt aber weder die typische Form einer $l = 1$ oder $l = 3$ Resonanz. (Vgl. die 2 links davon liegenden Resonanzen). Da $\sigma(\theta)$ bei 120° und 140° ausgeprägte Resonanzstruktur zeigt, kann es auch keine reine $l = 3$ oder $l = 5$ Resonanz sein, denn diese hätten bei 140° bzw. 122° Nullstellen von $P_1(\cos \theta)$ und würden somit nicht beitragen. Das (d, p) Spektrum zeigt bei dieser Energie zwar nur einen Peak, der jedoch um ca. 15 KeV verbreitert ist. Eine zur DWBA Analyse geeignete (d, p) Winkelverteilung wurde meines Wissens bisher noch nicht gemessen.

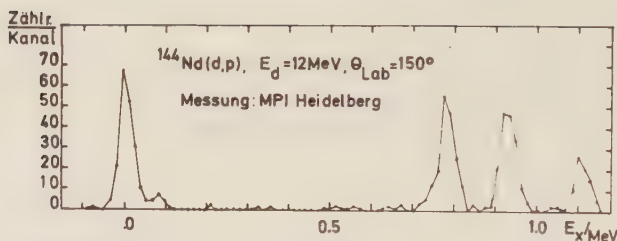


Fig. 11 (d,p) Spektrum zum Vergleich der Lage der Resonanz 3., breitere Linie ist die Doppelresonanz

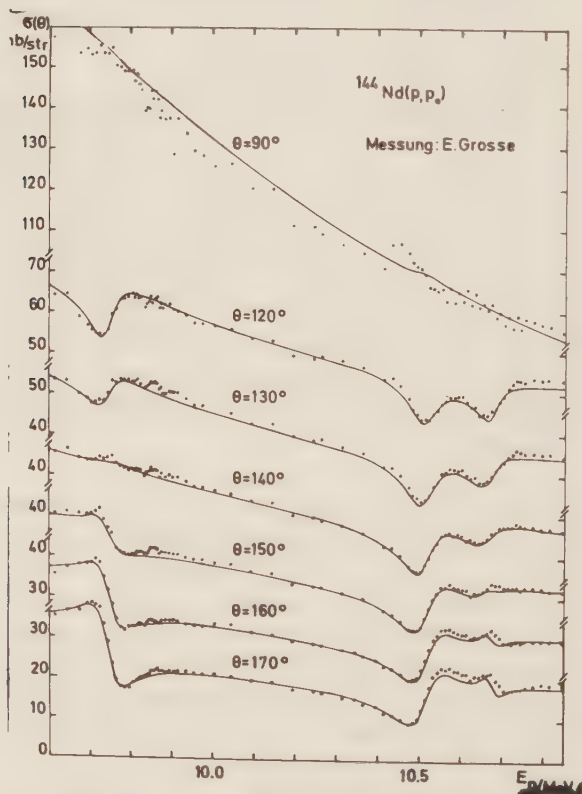


Fig. 12 Heidelberger Messung von $\sigma(\theta)$ von $^{144}\text{Nd}(p,p_0)$. Eingezeichnet ist die mit Parameter der Tabelle 3 gerechnete Kurve.

Die in $\sigma(\theta, E)$ und $A(\theta, E)$ eingezeichnete Kurve ist mit der in Tabelle 3 angegebenen Parametersatz und mit dem in Abschnitt 3 beschriebenen Programm berechnet.

Die Analysierstärke außerhalb der Resonanz wurde mit kleinen statistischen Fehler gemessen, um einen von h_{pot} herrührenden Anteil der Analysierstärke zu bestimmen. Zusammen mit der gerechneten Kurve erhält man gute Übereinstimmung für $A_{\text{pot}} = 0$ für $\theta = 90^\circ$ und $A_{\text{pot}} = -0.03$ für $\theta = 150^\circ$, das ist etwa die Hälfte des von Robson gerechneten Werts.

Wie bei ^{142}Nd hat der Grundzustand und der erste angeregte Zustand die J^π Werte $\frac{7}{2}^-$ und $\frac{5}{2}^-$ und auch sonst etwa gleiche Resonanzparameter. Dann liegt die Annahme einer überlappenden $l = 1$ und $l = 3$ Resonanz nahe. Da $P_3(\theta)$ bei $\theta = 140^\circ$ Null wird, können bei 140° die Resonanzparameter für die $l = 1$ Resonanz schön angepaßt werden, so daß die $l = 3$ Parameter für sich allein bestimmt werden konnten. Die Parameter wurden in enger Anlehnung an die Parameter der entsprechenden Resonanzen bei ^{142}Nd gewählt und unterscheiden sich von diesen nur wenig. Da kein Fitprogramm zur Verfügung stand, wurde die Kurve mit etwa 10 verschiedenen Parametersätzen (bei Variation der kontinuierlich veränderlichen Parameter) ausgerechnet und mit den experimentellen Werten verglichen. Der angegebene Parametersatz gibt die "optisch beste" Übereinstimmung. Dabei sind die $\sigma(\theta)$ Kurven praktisch unabhängig davon, welchen Spin die Resonanzen haben. Die Spinzuzuordnung der ersten beiden Resonanzen ist aus Fig. 10 eindeutig ersichtlich, um die der Doppelresonanz mit den 3 anderen möglichen Spinzuzuordnungen zu vergleichen, sind in Fig. 13 dieselben Meßwerte der Asymmetrie 4 mal aufgetragen, jedoch ist die eingezeichnete Kurve jedesmal mit einer anderen Spinzuzuordnung gerechnet. Nur $\frac{1}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$ gibt den gemessenen Verlauf.

$^{144}\text{Nd} (p, p_0)$

Resonanzparameter

$E_{p, \text{Lab}}/\text{MeV}$	J	l	Γ/KeV	Γ_p/KeV	ξ
9.745	$7/2$	3	75	8	1,7
10.515	$3/2$	1	90	18	-0,21
10.660	$1/2$	1	100	17	-0,21
10.680	$5/2$	3	50	3,7	1,65

Untergrundparameter

θ	9.5 MeV ρ^2/mb	10.25 MeV ρ^2/mb	11.0 MeV ρ^2/mb	$\phi(\theta)$	A_{pot}
90°	174	113	80	2,38	0
120°	71,5	84,5	40	1,00	
130°	58,5	38,5	32	0,69	
140°	48	31	23	0,42	
150°	40	25	19,5	0,23	-0,03
160°	35,5	21,5	19,0	0,11	
170°	33	20,5	16	$0=Df.$	

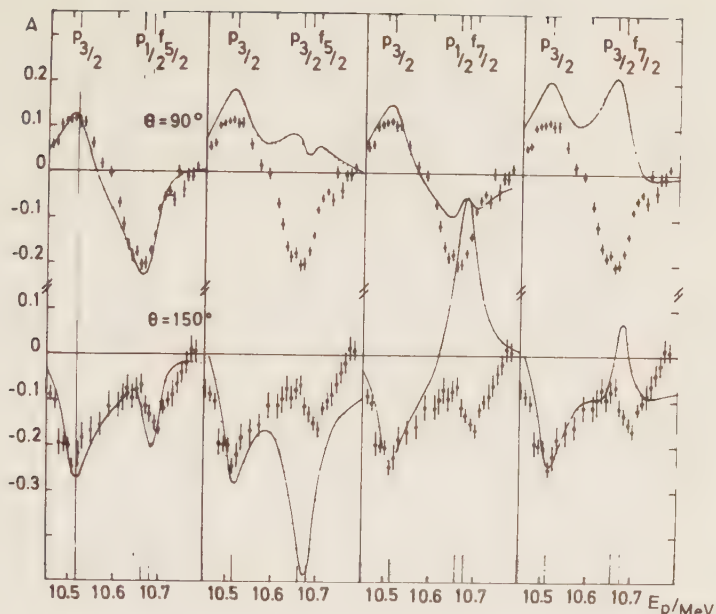


Fig. 13 Vergleich der 4 möglichen Spinzustände für die Doppelresonanz mit den Meßwerten

Die zum ersten angeregten 2^+ Zustand von ^{144}Nd gestreuten inelastischen Protonen zeigen in den Resonanzen große Analysierstärken: Die Messung war sehr ungenau, sie zeigt jedoch in den Resonanzen enge und scharfe Maxima und Minima von A . Eine genaue Untersuchung der inelastischen Protonen bei Streuung polarisierter Protonen erfordert jedoch eine verbesserte Auflösung des Spektrums und eine längere Meßzeit.

Die in ^{143}Nd und ^{145}Nd beobachteten J^π Werte werden alle vom Schalenmodell gefordert [56], jedoch haben sie dort eine andere Reihenfolge: $\frac{7}{2}^-$, $\frac{9}{2}^-$, $\frac{13}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$, $\frac{1}{2}^-$.

Als Ursache für die Abweichung wird die Kopplung der beobachteten $|cn\rangle$ Zustände mit den $|c\rangle$ Zuständen angenommen. Diese zeigt sich experimentell in dem resonanzartig hohen Wirkungsquerschnitt, den die inelastische Protonenstreuung zum ersten angeregten 2^+ Zustand des Targets bei den Energien der Analogresonanzen hat [55].

Die beobachteten Zustände sind Konfigurationen, die starke kollektive Beimischungen enthalten, der Schalenmodell - 1Teilchen-Zustand kann auf mehrere Zustände verteilt sein.

Die mit dieser Meßmethode mögliche Messung der J^π Werte vieler Zustände bei mehreren Kernen sollte mithelfen, eine Grundlage für genauere theoretische Untersuchungen zu schaffen.

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann bin ich für die Möglichkeit, an seinem Institut diese Arbeit durchzuführen und für sein stetes, förderndes Interesse zu Dank verpflichtet.

Herrn Privatdozenten Dr. G. Clausnitzer danke ich für die sorgfältige Anleitung und die vielen wertvollen Diskussionen und Ratschläge.

Diese Arbeit konnte nur durchgeführt werden durch die enge und uneigennützig zusammenarbeit aller Mitglieder der Arbeitsgruppe polarisierter Teilchen. Ich bedanke mich bei ihnen allen für die kameradschaftliche Mithilfe.

Literaturverzeichnis

- 1.) Clausnitzer, G., R.Fleischmann u. H.Schopper:
Z. Physik 144, 336 (1956)
- 2.) Clausnitzer, G.: Nuclear Instr. 23, 309 (1963)
- 3.) Abragham, A., J.M.Winter: Phys. Rev. Letters 1, 374 (1958)
- 4.) Grübler, W., P.Schwandt, T.J.Yule and W.Haeberli
Nucl. Instr. 41, 245 (1965)
- 4a) Haeberli, W., W.Grübler, D.Extermann and P.Schwandt
Phys. Rev. Lett. 15, 267 (1965)
- 5.) Dickson, J.M., Progress in Nuclear Techn. and Instruments
1, 105 (1964)
- 6.) Beurtey, R., A.Papineau, J. Thirion: Nuovo Cimento 19,
Suppl. 2, 207 (1961)
- 7.) Gruebler, W., V.König, P.Marmier: Phys. Lett. 24B, 335 (1966)
- 8.) Clausnitzer, G., W.Dürr, R.Fleischmann, G.Graw, E.Salzborn
und J. Witte: Phys. Lett. 25B, 267 (1967)
- 9.) Diplomarbeit E. Salzborn, Juli 1965, Erlangen
- 10.) Diplomarbeit W. Dürr, Juli 1965, Erlangen
- 11.) Diplomarbeit G.Schultze-Weckert, 1967, Erlangen
- 12.) Dissertation H. Wilsch, Februar 1968, Erlangen
- 13.) Diplomarbeit H. Nahr, 1966 Erlangen
- 14.) Diplomarbeit W. Kretschmer, Mai 1968, Erlangen
- 15.) Gruppenbericht: Frühjahrstagung für Kernphysik in Freuden-
stadt 1966
- 16.) Clausnitzer, G., W.Dürr, G.Graw, E.Salzborn, H.Wilsch,
J.Witte: Proc. of the 2nd. Int. Symp. on Pol. Phenomena
on Nucleons, Karlsruhe 6.-10. Sept. 1965 79 (1966)
- 17.) Clausnitzer, G., G.Graw, J.Witte
Proc. of the 2nd ..., (s.o.) 82 (1966)
- 18.) Clausnitzer, G.: Symp. on recent progress in Nuclear Physics
with Tandems, Heidelberg 1966
- 19.) Clausnitzer, G., W. Dürr, G.Graw,...
Gruppenbericht auf der Frühjahrstagung für Kernphysik in
Bad Pyrmont 1967
- 20.) R.Fleischmann, G.Fritsch und G.Graw: Z. f. Phys. 180, 485
(1965)
- 21.) Dissertation G.Hartmann, Mai 1968, Erlangen
- 22.) Clausnitzer, G.: Z. Physik 153, 609 (1956)
- 23.) Fite, W.L., and R.T.Brackmann: Phys. Rev. 112, 1141 (1958)
- 24.) Glavish, H.F., E.R.Collins, B.A.Mackinnon and I.J.Walker
Proc. of the 2nd Int. ... (s.o.) 85 (1966)

- 25.) Pierce, J.R., "Theory and design of electron beams"
New York (1954)
- 26.) Judd, : Ann. Rev. Nucl. Sci. 8 (1958) .161
- 27.) Rose: Nucl. Instr. & Meth. 28, 146 (1964)
- 28.) Volosov, V.I.: Soviet Phys. Techn. Phys. 7, 412 (1962)
- 29.) Heraus, Vakuumtechnische Berechnungsgrundlagen
- 30.) Bohlen, H., G.Clausnitzer, H.Wilsch: Z.Phys. 208, 159 (1968)
- 31.) Steer, P.M., C.F.Barnett, Phys. Rev. 103, 896 (1956)
- 32.) Anderson J.D., and C.Wong, Phys. Rev. Lett. 7, 250 (1961)
- 33.) Fox, D.J., C.F.Moore and D.Robson, Phys. Rev. Lett.
12, 158 (1964)
- 34.) P. von Brentano, N.Marquardt, J.P.Wurm and S.A.A.
Phys. Lett. 17, 124 (1965)
- 35.) C.F.Moore and G.E.Terrell, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 804
- 36.) Fiarman, S., E.J.Ludwig, L.Michelman and A.B.Robbins
Phys. Lett. 22, 175 (1966)
- 37.) Veesser, L., J.Ellis and W. Haeberli: Phys. Rev.Lett.
18, 1063 (1967)
- 38.) Adams, J.L., W.J.Thompson and D.Robson, Nucl. Phys. 89
377 (1966)
- 39.) Clausnitzer, G., R.Fleischmann, G.Graw, D.Proetel and J.P.
Wurm: Nucl. Phys. A106, 99 (1968)
- 39a) D.Proetel, Diplomarbeit, Heidelberg, 1967
- 40.) Diplomarbeit E.Grosse, 1966 Heidelberg
- 41.) Wurm, J.P., P.v.Brentano, E.Grosse, H.Seitz,C.A.Wiedner,
S.A.A. Zaidi : Isbaric Spin in Nuclear Physics 790 (1966)
New York
- 42.) Segre, E.: Nucle and Particles, 390 (1966) New York
- 43.) Long, D.D., P.Richard, C.F.Moore and J.D.Fox: Phys. Rev.
149, 906 (1967)
- 44.) Lane, A.M.: Nucl. Phys. 35, 676 (1962)
- 45.) Robson, D., Phys. Rev. 137, 535 (1964)
- 46.) Mahaux, C., H.A.Weidenmüller: Nucl. Phys. 89, 33 (1966)
- 47.) Marquardt, N., Diplomarbeit, Heidelberg 1966
- 48.) Nuclear Data Sheets
- 49.) Wiedner, C.A., A.Heusler, J.Solf and J.P.Wurm: Nucl. Phys.
A103, 433 (1967)
- 50.) Christensen, P.R., B.Herskind, R.B.Borchers, L.Westgaard
Nuclear Phys. A102, 481 (1967)
- 51.) H.P.A. Supplementum 1961

- 52.) Wienhard, K.: Diplomarbeit, Erlangen 1967
- 53.) Schlick, W.: Diplomarbeit, Erlangen 1967
- 54.) Wiedner, C.A.: Dissertation, Heidelberg (1966)
- 55.) Zaidi, S.S.A., P.v.Brentano, D.Riek and J.P.Wurm,
Phys. Lett. 19, 45 (1965)
- 56.) Hertz, G., Lehrbuch der Kernphysik, II, 647 (1961) Leipzig
- 57.) K.Marouchian, P.vonBrentano, J.P.Wurm und S.A.A.Zaidi
Z. f. Naturforschung, 21a 929 (1966)

Lebenslauf

Am 13. 8. 1939 wurde ich in Berlin geboren als Sohn des Physikers Dr. Josef Graw und seiner Ehefrau Anna, geb. Hausmann. Die Volksschule besuchte ich ab Okt. 1945 in Dettingen ~~bei~~ Konstanz, ab Sept. 1947 in Nürnberg, Höfenerstraße. Ab September 1949 besuchte ich 2 Jahre die Oberrealschule in Fürth und dann die Oberrealschule an der Löbleinstraße in Nürnberg, dort legte ich 1958 die Reifeprüfung ab.

Im Wintersemester 1958 immatrikulierte ich mich in Erlangen zum Studium der Physik, ein Wintersemester 1961/62 studierte ich in München.

Die Diplomvorprüfung legte ich in Erlangen am 4. 5. 1961 ab, die Diplomhauptprüfung am 14. 11. 1963.

Seit dem 15. 11. 1963 bin ich am Physikalischen Institut I der Universität Erlangen als wissenschaftliche Hilfskraft, seit dem 1. 11. 1964 als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle beschäftigt.

Am 1. 8. 1967 heiratete ich Fräulein Dr. Margarete Uhl.

Erlangen, im Mai 1968

BAMBERGER FOTODRUCK · RUDOLF RODENBUSCH
8600 BAMBERG · Markusplatz 22 · Telefon: 0951/26794